

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Göttingen), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. **Emil Aschkinass** (Berlin), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Berlin), Dr. **Erich F. Huth** (Berlin), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Privatdozent **L. Mandelstam** (Straßburg), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Ingenieur **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfort a. M.), Prof. **Hermann Th. Simon** (Göttingen), Prof. **Adolf Slaby** (Berlin), Prof. **Max Wien** (Danzig)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Dr. Jonathan Zenneck,

ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Braunschweig

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

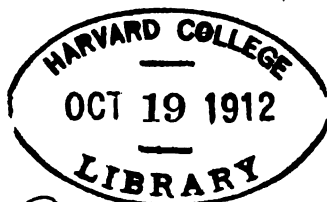
in Zürich.

Erster Band

Mit 345 Figuren im Text



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1908.


HARVARD COLLEGE
OCT 19 1912
LIBRARY

Inhaltsverzeichnis.

Originalabhandlungen.

Mitteilungen aus der Praxis.

Bücherbesprechungen.



nach einer anderen Richtung nicht Not leide. Als dem etwa 30 Meter langen Sender ein zweiter gleich langer Draht in einigen Metern Abstand gegenüber angebracht war, zeigte sich folgendes (Fig. 1):

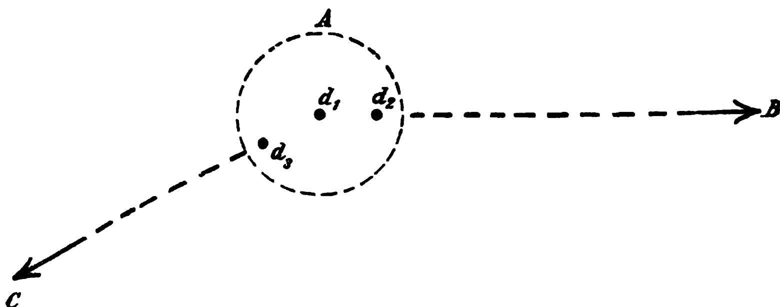


Fig. 1.

Etwa aber nicht genau in der Richtung d_1 d_2 lag die 9 km entfernte Empfangsstation B. Die Stärke des Senders war so bemessen, daß, wenn der zweite Draht fehlte, die Telegramme in B deutlich ankamen, aber in einer etwa doppelt so großen Entfernung nicht mehr fehlerfrei aufgenommen werden konnten.

1. d_1 Sender, d_2 nicht geerdet: Telegramme in B vollkommen deutlich.

2. d_1 Sender, d_2 geerdet: In B keine Wirkung.

3. d_2 Sender, d_1 geerdet: Telegramme in B vollkommen deutlich.

Demnach müßte es z. B. möglich sein, daß man von A nach B Telegramme senden kann, welche eine Station C nicht bekommt, wenn man in A den Draht d_1 als Sender benutzt, den in der Richtung B gelegenen Draht d_2 von Erde isoliert, den nach C hin gelegenen Draht d_3 dagegen erdet (vgl. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen, S. 859).

Sieht man von Patentanmeldungen ab, so ist, glaube ich, die erste Mitteilung über die Zenneckschen Versuche in einer wissenschaftlichen Zeitschrift enthalten in einem kleinen Aufsatz von mir in der Physikalischen Zeitschrift, **4**, 361, 1. April 1903. Man induziert bei den Zenneckschen Versuchen offenbar in einem benachbarten Leiter Schwingungen. Die Schwingungen in beiden Drähten stellen sich auf eine gewisse Phasendifferenz ein; diese ist abhängig vom Abstand und die Amplitude im induktiv erregten Drahte von seiner Resonanzfähigkeit (im obigen Beispiele, ob geerdet oder nicht). Die

Wirkung der beiden Schwingungen nach außen (Feld in großem Abstande) bestimmt sich aus diesen Daten. Es würde zur vollen Klärung der Vorgänge wünschenswert sein, daß die Versuche nochmals aufgenommen würden.

In dem eben erwähnten Aufsatze habe ich auch über Versuche, die ich gemeinschaftlich mit Sigsfeld im Jahre 1901 ausführte, berichtet.

Ich habe daselbst den orientierten Empfänger besprochen, welcher aus zwei vertikal geführten Drähten von je $\lambda/4$ bestand und welche durch einen geraden Horizontaldraht von $\lambda/2$ Länge verbunden waren. In der Mitte des Horizontaldrahtes befindet sich der Kohärer. Liegt die Vertikalebene des Empfängers in der Wellenebene, so spricht er nicht an; eine Verdrehung von $\pm 10^0$ genügte, ihn ansprechen zu lassen; das Maximum der Wirkung tritt ein, wenn die Empfängerebene in die Richtung des fortschreitenden Wellenzuges gelegt ist.

Über diese Versuche hat auch Sigsfeld berichtet in den Mitteilungen für die Offiziere der Verkehrstruppen (Berlin, Eisenschmidt 1902); desgleichen über analoge, welche sich auf den Sender beziehen und für welche meinerseits eine Patentanmeldung vorlag. Erst infolge dieser Anmeldung erhielt ich Kenntnis davon, daß schon die gleichen Vorschläge von G. Brown gemacht waren in einem englischen Patent aus dem Jahre 1899. Versuche von ihm sind mir nicht bekannt; sein Vorschlag bezüglich des Empfängers ist aber identisch mit dem oben tatsächlich ausgeführten und hätte demnach die experimentelle Probe bestehen müssen. Dagegen war sein Sender in der von ihm beabsichtigten Weise nicht realisierbar. Denn er wollte ihn in Marconischer Weise erregen, und man übersieht dann unmittelbar folgendes: Führt man von einer Funkenstrecke zwei gleich lange Drähte horizontal nach rechts und links fort, so bildet sich auf denselben eine halbe Wellenlänge aus. Nimmt man von den Drähten die Endstücke in die Höhe, so wird ihr Abstand kleiner als $\lambda/2$, und der angestrebte Zweck (zwei Sender von je $\lambda/4$ in Abstand $\lambda/2$ zu haben) ist nicht zu erreichen, jedenfalls nicht mit der Grundschwingung. Erst die dritte Partialschwingung würde verwendbar sein; von dieser spricht aber Brown nicht, geschweige, daß er Mittel angäbe, ihre Entstehung zu begünstigen.

Im Jahre 1902 wurden von mir als orientierte Empfänger Drähte benutzt, welche in schwacher Neigung gegen den Horizont gespannt waren. Ich habe gezeigt, daß sie bei richtiger Dimensionierung besonders stark ansprechen auf Wellen, welche in der Richtung der

Vertikalebene, welche durch den Empfängerdraht gelegt ist, fortschreiten, und daß schon Verdrehungen von $\pm 10^0$ die Zeichen zum Verschwinden bringen können. Auch über diese Versuche habe ich März 1903 im erwähnten Aufsatze berichtet; ich habe daselbst die Bedingungen angegeben, welche zu erfüllen sind. Eine spätere Bestätigung meiner Angaben findet sich in Versuchen von Marconi und K. E. F. Schmidt (E. T. Z. 1906, S. 853).

Allerdings beziehen sich die letzteren auf einen Draht, welcher — statt geradlinig schräg gezogen zu sein — einige Meter vertikal aufsteigt und dann horizontal weitergeht. Diese Anordnung hat nämlich Marconi im Jahre 1906 für der gleichen Zweck benutzt. (Marconi, Proc. Roy. Soc., London, Vol. LXXVII. S. 413, 22. März 1906.)

Marconi hat auch dem Sender die gleiche Form gegeben, um damit eine orientierte Strahlung zu bewirken. Natürlich können nur Versuche in hinreichend großer Entfernung von der Strahlungsquelle darüber entscheiden, ob die — in der Nähe des Senders unzweifelhaft vorhandene — Unsymmetrie des Feldes sich nicht in größerer Entfernung ausgleicht.

Ich kann nicht anerkennen, daß Marconi — wenigstens bezüglich des Empfängers — hier etwas anderes getan hat, als das durch meine Publikation bereits vorliegende in unwesentlich geänderter Form weiter verfolgt zu haben. Auch stimmt sein Resultat: „Ich habe bemerkt, daß die günstigste Länge der horizontalen Empfängerdrähte, um Resultate auf große Entfernungen zu erhalten, ungefähr ein Fünftel der übertragenen Wellenlänge ist, wenn die Drähte in einiger Entfernung über den Boden gespannt sind“, mit meinen Angaben. Endlich sind die von Fleming (Electrician, Juni 1907) angeführten Marconischen Versuche, bei denen 8 Drähte radial von einer empfangenden Station auslaufen, nur die Ausführung eines Gedankens, der sofort bei jedermann entstand, welcher meine Versuche sah.

Bekannt ist seit Hertz die Wirkung von Metallen als Spiegel für elektrische Wellen; insbesondere die von Hohlspiegeln.

Läßt man an Drähten, welche in Form eines parabolischen Zylinderspiegels angeordnet sind, elektrische Wellen, die von der Brennlinie ausgehen, reflektieren, so besteht der Vorgang darin, daß in den Drähten Ströme induziert werden, deren Phasendifferenzen sich gegenseitig derart ausgleichen, daß sie den Wegdifferenzen, die Wege vom Brennpunkt aus gerechnet, entsprechen. Wenn es gelingt, die Drähte nicht durch Spiegelung, sondern direkt mit Schwingungen zu

erregen, deren Phasen in derselben Weise gegeneinander verschoben sind, so müssen sie wieder eine ebene Welle erzeugen, welche parallel der Spiegelachse in dem Raum fortschreitet; die Wellenebene wird überall gleiche Intensität haben, wenn die Amplituden der einzelnen Senderdrähte einem geometrisch leicht zu bestimmenden Gesetze folgen. Es ist dies eine Umkehrung des Huygensschen Prinzips. Bei elektrischen Schwingungen erscheint diese optisch, wie bekannt, bisher nicht gelöste Aufgabe, durchführbar. Man würde aber mit deren Lösung offenbar folgende Vorteile gegenüber einer direkten Spiegelung erreichen:

a) Bei Spiegelung ist die direkte Wirkung der Quelle, welche gespiegelt wird, noch sehr wohl vergleichbar mit den von dem Spiegel reflektierten Anteilen. Man muß aus diesem Grunde, wie es Hertz bei seinen Versuchen erkannte, die Brennweite gleich einer Viertelwellenlänge machen.

b) Wählt man aber diesen Abstand, so kommt man, wenn eine merkliche Reflexion vorhanden sein soll, bei den praktisch verwendeten Schwingungen zu unmöglichen Dimensionen des Spiegels.

c) Man wird bei der direkten Speisung mit phasenverschobenen Schwingungen viel größere Energiemengen zur Ausstrahlung bringen können.

Phasenverschobene Schwingungen habe ich in verschiedener Weise hervorgebracht; z. B. indem man die Entladung eines Kondensators sich gabeln läßt zwischen einem wesentlich nur mit induktivem Widerstand versehenen und einem mit Ohmschen Widerstand behafteten. Diese Methode ist aber unökonomisch; man braucht bei den hohen Schwingungszahlen, wo die Selbstinduktion den größten Teil des scheinbaren Widerstandes bedingt, erhebliche Widerstände und hat damit große Energieverluste. Ein anderes Verfahren bestand darin, mehrere gleichzeitig geladene Schwingungskreise miteinander so zu verbinden (vgl. Electrician, Januar 1906), daß die Entladung des einen zwangsweise etwas später einsetzte, wie die des anderen. Hierbei entstehen aber immer mindestens zwei Schwingungen.[1])

Die Herren Mandelstam und Papalexi haben dann auf meine Veranlassung im hiesigen Institut die Frage aufgenommen und die

---

1) Um Phasendifferenzen für Wellen in Luft zu erhalten, wie sie Artom anstrebt, wäre die von Zehnder (Ann. d. Physik (3) **53**, 505, 1894) angegebene Methode (Reflexion an zwei unter 90° gekreuzten Gittern; reflektierte Schwingung in der winkelhalbierenden gelegen) auf Verwendbarkeit zu erwägen. Sie gibt jedenfalls die gewünschten Schwingungen, was von den Artomschen Methoden gewiß nicht durchweg einleuchtend ist.

Aufgabe in der folgenden eleganten Weise gelöst (Phys. Ztschr., 7. Jahrg., S. 303, März 1906):

Die beiden Kreise (Fig. 2) I ($f_1\, c_1{}'\, p_1\, c_1{}''$) und II ($f_2\, c_2{}'\, p_2\, c_2{}''$) sind auf gleiche Schwingungszahl gebracht. Kreis II soll phasenverschoben gegen Kreis I schwingen, d. h. einige Zeit später einsetzen als Kreis I. Beide sollen dann aber nicht gekoppelt sein, so daß in jedem

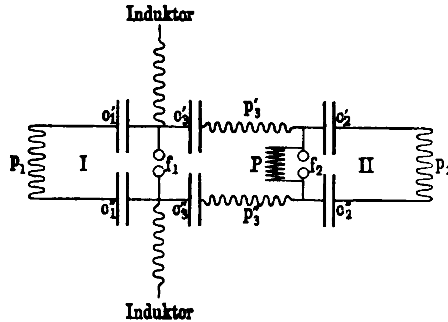


Fig. 2.

nur eine, und zwar in beiden die gleiche Schwingung auftritt. Dies wird erreicht, indem sie durch einen Kreis III miteinander verknüpft sind; dieser besteht aus $f_1\, c_3{}'\, p_3{}'\, c_2{}'\, p_2\, c_2{}''\, p_3{}''\, c_3{}''$.

Vom Induktor aus werden die Kapazitäten

$$c_1 = \frac{c_1{}'\, c_1{}''}{c_1{}' + c_1{}''}$$

und

$$c_3 = \frac{c_3{}'\, c_3{}''}{c_3{}' + c_3{}''}$$

bis zur Durchschlagsspannung von f_1 geladen. Um die Ladung von c_3 zu ermöglichen, ist die Funkenstrecke f_2 mit einem großen Ohmschen oder induktiven Widerstand (0,25 Henry) überbrückt. Die Kondensatoren des Kreises II erhalten daher keine Anfangsladung. Sobald aber f_1 durchbricht, ist damit auch Kreis III in den Strömungszustand versetzt; für dessen schnelle Schwingungen tritt der Nebenschluß P als praktisch unendlich großer Widerstand auf; d. h. es laden sich jetzt die Kondensatoren c_2 aus den Kondensatoren c_3, und zu einer aus den Dimensionen der Kreises III bestimmten Zeit sind sie bis zur Durchschlagsspannung f_2 geladen. Sobald dies erreicht ist, bricht f_2 durch und der Kreis II schwingt von da ab allein. Macht man die Kapazität des Kreises II gleich derjenigen von c_3 und stellt f_2 auf den größt-

möglichen Wert ein, so kommt — bis auf einen kleinen Bruchteil — Kreis II in Schwingung, wenn alle in c_3 angesammelte elektrostatische Energie sich in Kreis II ergossen hat. Man arbeitet also praktisch ohne Verluste.

Um die Verzögerung der Funkenentladung von f_2 zu vermeiden, wird diese Funkenstrecke mit einem Ionisator, z. B. einer Bogenlampe, einem radiumhaltigen Präparat (Pechblende) oder dem Funkenlicht von f_1 bestrahlt. Es ergaben sich dann regelmäßige Resultate.

Die Phasendifferenzen wurden nach der von mir angegebenen (Phys. Ztschr. 1903 l. c.) Methode gemessen. Sie besteht darin, daß man die phasenverschobenen Kreise auf zwei getrennte Spulen eines Resonanzflaschenkreises in möglichst loser Koppelung induzieren läßt. Macht man die beiden Komponenten vorher möglichst gleich, und zeigt ein auf $\int i^2 dt$ reagierendes Meßinstrument (Bolometer oder evakuiertes Brandessches Thermoelement) für „Gegeneinanderschaltung" den Ausschlag J_1, für „Hintereinanderschaltung" den Ausschlag J_2, so ist die Phasendifferenz φ gegeben aus

$$tg^2 \frac{\varphi}{2} = \frac{J_1}{J_2}.$$

Diese Methode erfordert die Vorsichtsmaßregel, daß alle nicht gewünschten Induktionswirkungen auf den Meßkreis ausgeschlossen werden; alle Selbstinduktionen, welche nicht nach außen wirken sollen, sind danach anzuordnen, also z. B. in Form geschlossener Solenoide. Sie gestattet dann aber, die Messungen mit einem transportablen Instrument (System Deprez d'Arsonval) auch für Aufstellungen im Freien auszuführen.

Neuerdings hat Herr Dieckmann (Straßburger Dissertation 1907) im hiesigen Institut nach den Vorschlägen von Herrn Mandelstam eine Methode ausgearbeitet, welche die vorzugsweise in Betracht kommende Phasendifferenz von 90° noch viel genauer und — wenn einmal eingerichtet — bequemer zu bestimmen gestattet. Über diese wird später in diesem Jahrbuch berichtet werden.

Nachdem einige Vorversuche gezeigt hatten, daß man sich in richtiger Richtung bewege, wurde zu entscheidenden Versuchen vorgegangen. Von der Straßburger Militärbehörde wurde der hiesige Übungsplatz, das Polygon, in entgegenkommender Weise zur Verfügung gestellt. Fig. 3 zeigt halbschematisch die äußere Anordnung. Die Drähte 1, 2 und 3 sind in den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks vertikal in die Höhe geführt. Die hölzernen Masten waren 20 Meter hoch, die Dreieckseite betrug 30 Meter. Aus der Mitte des Dreiecks wurden

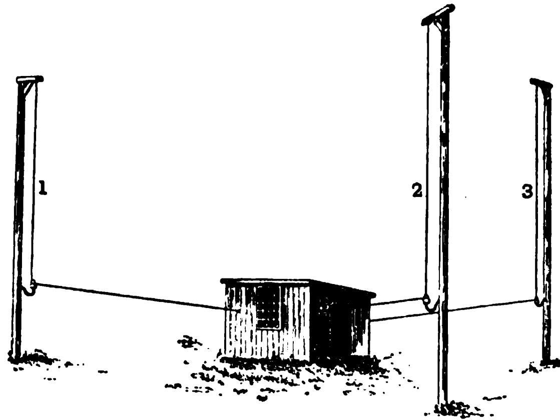


Fig. 3.

die Drähte erregt; etwa S_2 und S_3 gleichphasig, S_1 phasenverschoben. Fig. 4 zeigt die Anordnung schematisch; γ_2 und π_2 resp. γ_1 und π_1 bedeuten variable Kapazitäten und Selbstinduktionen, welche in den Senderdrähten liegen, um diese auf die gewünschte Schwingungszahl zu bringen; N_2 und N_1 sind Drahtnetze, welche parallel zum Boden und in einigem Abstande von demselben angebracht waren. Die Senderdrähte wurden in leicht ersichtlicher Weise aus den Schwingungskreisen I und II erregt, indem sie in direkter Schaltung von den Spulen p_1 und p_2 bezw. Teilen derselben gespeist wurden. Durch

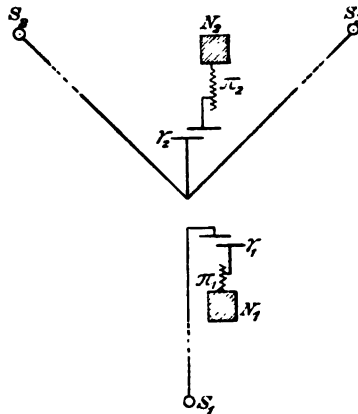


Fig. 4.

Änderung der Koppelung konnte auch das Verhältnis der Amplituden variiert werden. Ebenso wurde im Beobachtungsraum die Phasendifferenz der beiden Schwingungen auf einen gewünschten Betrag mittels der angegebenen Methode einreguliert.

Was die Theorie betrifft, so genüge das Folgende: Ein vertikales Stromelement von der Länge dz, in welchem der periodische Strom i zur Zeit t fließt, bringt an einen um r entfernten Punkte, wenn r groß ist, ein elektrisches Feld E, resp. ein magnetisches H hervor, vom Betrage

$$E = H = -\frac{d}{dr} \frac{i_{(t-r/v)}}{r} \sin \xi \, . \, dz ,$$

wo ξ den Winkel zwischen r und dz, v die Geschwindigkeit der Welle bedeutet.

Setzt man $\xi = \frac{\pi}{2}$, betrachtet also nur die Strahlung in der Äquatorialebene, nimmt man ferner einen vertikalen Draht von der Höhe h an und eine Stromverteilung von der Form

$$i = A \sin 2\pi \frac{z-h}{\lambda} \sin \left(2\pi \frac{t}{T} + \delta\right),$$

wo λ die Wellenlänge längs des Drahtes, δ eine Phasenkonstante, T die Schwingungsdauer, A die Amplitude bedeutet, so ergibt sich

$$E = H = -\frac{A}{r}\left(1 - \cos \frac{2\pi h}{\lambda}\right) \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda}\right) + \delta\right].$$

Die Felder der drei Drähte, wenn ihr gegenseitiger Abstand a klein gegen r ist, ergeben sich darnach in einfacher Form und liefern ein resultierendes Feld nach den für Lichtschwingungen lange bekannten und erprobten Sätzen.

Bezeichnet man (Fig. 5) die Lage einer empfangenden Station durch das Azimut α, gerechnet von einer Symmetrielinie des Senderdreiecks $S_1 S_2 S_3$,

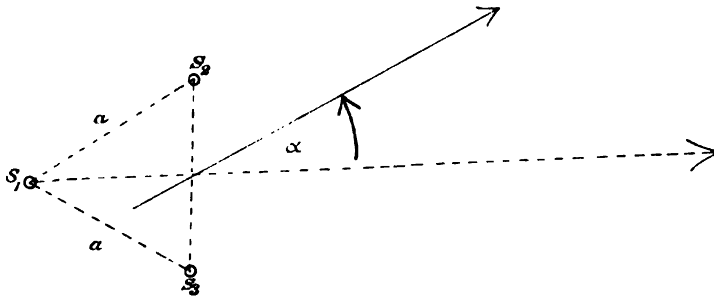


Fig. 5.

so ergeben sich z. B. die unmittelbar geometrisch klaren Resultate: Soll in der Richtung $\alpha = 180^0$ gar keine Strahlung erfolgen, ein Maximum dagegen in der Richtung $\alpha = 0$ (also nach der offenen Seite des Senderdreiecks), so erfordert dies folgende Bedingungen:

Phasendifferenz 1 gegen 2 resp. 3 = 270^0.

Abstand a bestimmt aus $a \cdot \cos 30^0 = \frac{\lambda}{4}$.

Amplitudenverhältnis der Sender:

$$A_1 : A_2 : A_3 = 1 : 0{,}5 : 0{,}5 \,.$$

Die Relationen gelten für den Fall ungedämpfter Schwingungen und stationären Zustand.

In Wirklichkeit werden die Verhältnisse komplizierter, als hier angenommen ist. Denn 1. sind die Schwingungen nicht unabhängig voneinander; 2. einfache Schwingungen gleicher Frequenz werden nur im Falle losester Koppelung erzielt; 3. handelt es sich darum, die Verhältnisse so einzurichten, daß auch vom Beginn der Schwingungen an, an dem Beobachtungsort kein Feld besteht, wenn daselbst auch während des Ablaufes der Schwingungen keines existieren soll. 4. Endlich sind die Schwingungen gedämpft.

Bezüglich dieser Einzelheiten verweise ich auf den Artikel im „Electrician“.

Die Versuche bewegten sich nach zwei Richtungen: 1. es wurde mittels integrierender Instrumente (evakuiertes Bolometer), Fig. 6, die mittlere

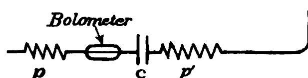


Fig. 6.

Feldstärke an einem Beobachtungspunkte bestimmt, der sich hinreichend weit (1,3 km) von der Senderstation befand, um sicher zu sein, daß man die Wirkung der Strahlung beobachtete. Dabei war die empfangende Station fest, es wurde die Phasendifferenz geändert und das beobachtete mit dem berechneten Felde verglichen; 2. diese Versuche wurden ergänzt durch andere, bei welchen man die empfangende Station verlegte.

Die Versuche zeigten, daß außer der gewünschten Unsymmetrie in der Strahlung auch noch störende, nicht beabsichtigte Unsymmetrien vorhanden waren, deren Ursache nur in Unsymmetrien in der Umgebung der Senderstation (benachbarte Baumgruppen und Gebäude) gesucht werden

kann. Die Senderanordnung gestattet nämlich, wie leicht zu erkennen, in aller Strenge zu bewirken, daß z. B. die Maximalstrahlung, sagen wir, 50^0 rechts neben der empfangenden Station vorbeigeht oder 50^0 links davon. In beiden Fällen sollte man an der Empfangsstelle dieselbe Intensität beobachten; wenn sie nicht eintritt, wie dies tatsächlich der Fall war, so beweist dies Unsymmetrien, welche von außerhalb herrühren müssen.

Daraus erklärt sich auch, daß die Minimalwirkung, welche z. B. bei den Versuchen[1]) für das Azimut 0 und die Phasendifferenzen $281{,}3^0$ und $101{,}3^0$ allgemeiner $(90 \pm 11{,}3)^0$ resp. $(270 \pm 11{,}3)^0$ zu Null berechnet war, tatsächlich nicht vollständig verschwand. E^2 sank von seinen Maximalwert 30 nur auf den Wert 2.

Trotzdem gaben die messenden Versuche sowohl als passend herausgegriffene Proben eine Übereinstimmung der Theorie mit der Beobachtung, welche in Rücksicht auf die vielen experimentellen Schwierigkeiten so befriedigend war, daß man das Gesamtergebnis dahin zusammenfassen darf: Die angeführte einfache Theorie gestattet, das Feld mit ausreichender Genauigkeit zu ermitteln und die experimentellen Methoden arbeiten sicher genug, um dasselbe herzustellen.

Die Versuche mit integrierendem Empfänger geben naturgemäß nur Mittelwerte und beweisen daher noch nicht, daß auch mit Empfängern, welche auf einen Maximaleffekt ansprechen, wie der Kohärer einen solchen darstellt, eine gerichtete Depeschenaufnahme möglich ist. Wenn Unregelmäßigkeiten im Spiele des Senders vorhanden sind oder wenn man nicht dafür Sorge getragen hat, daß die Wellen, falls sie sich vernichten sollen, dieser Bedingung schon vom Moment ihrer Ankunft an genügen, so könnten — selbst wenn die mittlere Feldstärke nahezu verschwindet — die Empfangsapparate doch auf die Störungen reagieren. Der Hörapparat (Schlömilchzelle) verhielt sich zwar wie das Bolometer, ist aber auch nicht beweisend, da er wohl auch noch im wesentlichen auf Integraleffekt anspricht. Obschon auch die Anwendung von Resonanz im Empfängersystem den Einfluß von plötzlichen, rasch verlaufenden Störungen stark herabsetzt, schien mir eine Probe doch nötig. Da aber die Feldstärke, wie oben bemerkt,

1) Aus verschiedenen Gründen konnte die Seitenlänge a nicht gleich dem günstigeren Werte $\frac{\lambda}{4 \cos 30^0}$ gemacht werden; ein Minimum $= 0$ wäre dann für die Phasendifferenz 90^0 eingetreten; bei dem gewählten $a = \frac{\lambda}{4}$ berechnet sich die günstigste Phasendifferenz zu rund $(90 \pm 11)^0$.

nicht vollständig verschwand, so konnte eine sichere Entscheidung nur in der folgenden Weise gewonnen werden:

Der mit Kohärer reagierende Empfangsapparat wurde aus der besten Resonanzlage — in welcher er bei dem geringen Restfelde noch eben ansprach — etwas herausgebracht. Die Signale verschwanden dann gleichzeitig alle miteinander — und es kam nicht vor, daß einzelne Zeichen ansprachen, andere ausblieben; mit anderen Worten, die Apparate der Senderstation arbeiten mit der praktisch ausreichenden Genauigkeit. Wurde die Phasendifferenz an der Senderstelle geändert, so daß die Empfangsstelle in das Maximum der Strahlungsrichtung — oder nahezu — einrückte, so setzte sofort der Empfangsapparat ganz korrekt ein.

Die vorige Senderanordnung hat außer der Einfachheit noch den weiteren Vorteil, daß man durch Vertauschen der Senderdrähte, praktisch gesprochen, also durch eine einfache Kurbelumstellung, die Richtung maximaler Strahlung zweimal um je 120° verdrehen kann; ja sogar Zwischenlagen von 60° lassen sich, wenn sie auch ein etwas weniger günstig gestaltetes Feld ergeben, einschalten. Dagegen ist das Feld noch nicht so einseitig als man wünschen möchte. Die Rechnung gestattet aber, Felder von sehr verschiedenem Aussehen herzustellen.

Die Fig. 7 gibt einige einseitige, aber symmetrische Felder. Die Kurven stellen (vgl. Electrician l. c.) gleichzeitig durch ihre Radien-

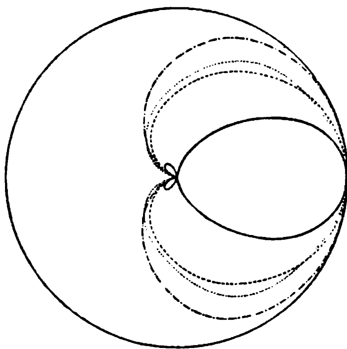


Fig. 7.

—— Vier Sender in den Ecken eines Rechtecks (Seiten $a = 0,25\,l$, $b = 0,5\,l$). $\delta = 270°$.
-·-·-· Zwei Sender: Abstand $a = 0,25\,l$. $\delta = 270°$. $s_1 : s_2 = 1 : 1$.
...... Drei Sender in den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks (Seiten $a = 0,25\,l$). $\delta = 270°$. $s_1 : s_2 : s_3 = 1 : 0,5 : 0,5$.
- - - - Vier Sender in den Ecken eines Quadrats (Seiten $a = 0,25\,l$). $\delta = 270°$. $s_1 : s_2 : s_3 : s_4 = 0,5 : 0,5 : 0,5 : 0,5$.

Der äußere Kreis gibt zum Vergleich das Feld eines nach allen Richtungen gleichmäßig strahlenden Senders.

vektoren die Reichwerte in der betreffenden Richtung dar. Die ausgezogene Kurve hat (abgesehen von den rückwärts gelegenen kleinen Flächen) fast dieselbe Gestalt, wie sie empirisch ermittelt wurde für einen linearen Sender, der sich in der Brennlinie eines Hertzschen Hohlspiegels befand und dessen Länge gleich derjenigen des Spiegels war. Er wurde in bekannter Weise nach Righischer Art erregt und die Entfernung ermittelt, in welcher ein abgestimmter Righi-Resonator noch ansprach; die Stelle wurde auf dem Fußboden mit Kreide markiert und diese Punkte wurden durch eine Kurve verbunden.

Es versteht sich von selbst, daß man mit dem orientierten Sender wieder einen orientierten Empfänger verbinden kann. Ein solcher wäre z. B. durch den in der Strahlrichtung gelegenen, geneigten Draht gegeben. Es ist ebenso selbstverständlich, daß die Empfangsstation gewissermaßen die Umkehrung der Sendstation sein kann. Schon die bloße Verwendung zweier Empfangsdrähte e_2 und e_3 (Fig. 8, wo j den

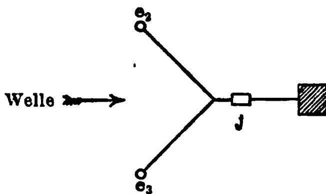


Fig. 8.

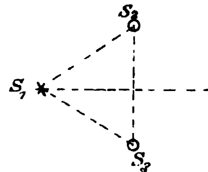


Fig. 9.

Indikator schematisch andeutet) wird eine weitere bevorzugte Richtung einführen, die Anordnung wird am stärksten reagieren, wenn e_2 und e_3 auf einer Wellenebene liegen. Es ist zu erwarten, daß zwei in einigem Abstand gelegene, schräg aufsteigende Drähte noch günstiger wirken. Auch drei in den Ecken eines Dreiecks angeordnete Drähte lassen sich verwenden, wenn man die durch die geometrische Konfiguration gegebene Phasendifferenz künstlich und ohne zu starke Verluste auf passende Werte bringen kann.

Bei den besprochenen orientierten Sendern entsteht noch eine Frage, die von allgemeinem Interesse ist. Nimmt man beispielshalber drei Sender an, die in den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks gelegen und so in ihren Amplituden und Phasen abgeglichen sind, daß sie nach einer Richtung denkbar größte Wirkung, nach der entgegengesetzten keine Strahlung ergeben, so ist — unter den gemachten Rechnungsannahmen — das von ihnen in der Maximalrichtung hervorgebrachte elektrische Feld an einem entfernten Punkte gleich der Summe der Einzelfelder, d. h. ebenso stark, als wenn man einen einzigen Draht

mit entsprechend größerer Amplitude senden ließ. Da aber nach allen anderen Richtungen das resultierende Feld kleiner als die Summe der Einzelfelder ist, so muß in Summa vom ganzen Gebilde in der Zeiteinheit weniger Energie ausgestrahlt werden, als vom entsprechend erregten Einzelsender. Man muß daher annehmen, das die Strahlungsdämpfung des ganzen Gebildes kleiner wird. Darnach wird durch die unsymmetrische Strahlung — von der Jouleschen Wärme abgesehen — keine Energie elektrischer Schwingungen zerstört. Bei der optischen Interferenz kohärenter Strahlen besteht der Vorgang bekanntlich auch nicht in einer Vernichtung von Lichtenergie, sondern in einer anderen räumlichen Verteilung derselben. Hier entspricht der dort räumlich geänderten Verteilung eine geänderte zeitliche.

Insofern wird tatsächlich, wie beim Hohlspiegel, die Energie nach der bevorzugten Richtung besser ausgenutzt. Sie muß zur Wirkung kommen in der damit erhöhten Schärfe der Abstimmung.

Den im Electrician mitgeteilten Beobachtungen will ich bei dieser Gelegenheit noch einige hinzufügen, welche sich auf diese Frage beziehen. Sie schließen sich an die in Tab. IV l. c. aufgeführten Zahlen an. Fig. 9 gibt die Situation, d. h. der Empfänger lag im Azimut $\alpha = 0^0$.

Es wurden der Reihe nach je einer der Sender, also S_1, S_2 und S_3, je allein aus demselben Kreise I erregt und deren Strahlung, d. h. E^2 am Beobachtungsorte bestimmt. Diese Strahlungen hätten gleich sein sollen, ergaben aber tatsächlich die Werte

S_1	allein aus I	16,7
S_2	„ „ I	7,2
S_3	„ „ I	12,5

Die Ursache ist in der erwähnten Unsymmetrie der Umgebung zu suchen.

Bildet man aber aus den beobachteten Werten für E^2 je die Werte für E selber und daraus den Mittelwert so kommt

	S_1 E^2	E
S_1	16,7	4,1
S_2	7,2	2,7
S_3	12,5	3,5
	Mittel	3,4

Waren alle drei Sender phasenverschoben erregt, so waren die Amplituden A in ihnen so abgeglichen, daß $A_1 : A_2 : A_3 = 1 : 0,5 : 0,5$. Waren die Phasendifferenzen so abgeglichen (δ ca. 80^0), daß die Felder

am Beobachtungsort sich algebraisch addierten, so hätten sie also ein Feld $= 2 \cdot 3{,}4 = 6{,}8$ $\left(\text{oder } 7{,}2 \text{ wenn man rechnet } 4{,}1 + \frac{2{,}7}{2} + \frac{3{,}5}{2}\right)$ ergeben müssen. Beobachtet war als resultierendes Quadrat des Feldes 40,3; daraus folgt das resultierende Feld selber zu 6,4 in sehr guter Übereinstimmung mit dem berechneten Werte 6,8 resp. 7,2.

Eine andere direktere Probe bestand darin, daß man S_1 aus dem Kreise I erregte, während S_2 und S_3 ausgeschaltet waren, und die Strahlung bestimmte ($E_1{}^2$ also $= 16{,}7$). Dann wurde S_1 ausgeschaltet und S_2 und S_3 aus dem Kreise II erregt, also aus demselben, dem sie auch für die gerichteten Versuche ihre Energie entnahmen und an der Strahlungsquelle wurde es so eingerichtet, daß $A_2 + A_3 = A_1$ war. Man beobachtete die Strahlung von A_2 und A_3, also $(E_2 + E_3)^2$; sie ergab sich zu 6,5. Die Addition $\sqrt{16{,}7} + \sqrt{6{,}5}$ ergibt 6,65; beobachtet ist 6,4.

Diese und eine Reihe anderer Beobachtungen zeigen, daß tatsächlich bei den von mir benutzten Methoden kein Verlust an Strahlungsenergie eintritt.

Bei den Versuchen von K. E. F. Schmidt über den Marconischen halbhorizontalen Sender zeigte der Empfangsapparat viel weniger Energieaufnahme an, wenn ein halbhorizontaler Sender statt eines vertikalen benutzt wurde. Obschon dieses Resultat nicht den Schluß auf eine stärkere Dämpfung im Sender zuläßt, so ist doch an und für sich wahrscheinlich, daß beim halbhorizontalen Sender größere Energieverluste in Form Joulescher Wärme stattfinden, als beim vertikalen.

Die mir bekannten messenden Versuche über das Feld um einen halbhorizontalen Sender herum sind bisher alle noch in einem Abstand vom Sender vorgenommen worden, der so gering ist, daß meiner Ansicht nach aus ihnen der Beweis für eine einseitige Strahlung auf größere Entfernungen noch nicht erbracht ist. Auch die Theorie des Herrn Fleming ist nicht einwandfrei und daher nicht beweisend. Will man trotzdem zugeben, daß tatsächlich eine unsymmetrische Strahlung durch den halbhorizontalen Sender herbeigeführt wird, so würde es auch eine Frage weiterer Versuche sein, wie weit man beide Methoden (phasenverschobene Schwingungen auf teilweise horizontalen, event. auch und voraussichtlich besser schräg aufsteigenden Sendern) erfolgreich kombinieren kann.

Straßburg, 1. August 1907.

Eingesandt am 3. August 1907.

Über ungedämpfte elektrische Schwingungen.

Von **Herm. Th. Simon.**

1. Das Problem der Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen und ihrer Verwendung in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie ist im unterzeichneten Institute seit einer Reihe von Jahren systematisch bearbeitet worden. Die Resultate, die erhalten und in einer Anzahl von Publikationen[1]) niedergelegt sind, haben einesteils die neueren praktischen Erfolge nicht unwesentlich vorbereiten helfen, anderenteils haben sie eine Theorie der fraglichen Phänomene zutage gefördert, die auch für die technische Ausgestaltung des Gebietes zuverlässige Richtlinien an die Hand gibt. Da diese Arbeiten aber ziemlich zerstreut und an Stellen veröffentlicht sind, wo sie von der Praxis offenbar nicht genügend beachtet werden, so soll im folgenden eine dem jetzigen Stande angepaßte zusammenfassende Übersicht darüber gegeben werden. Gleichzeitig wird Gelegenheit genommen, auf einige neuere Untersuchungen einzugehen, die im unterzeichneten Institute inzwischen fertiggestellt, aber noch nicht zum Druck gelangt sind. Auf einige neuere Arbeiten anderer Autoren, die im Anschluß an Poulsens empirische Lösung des Problems[2]) erschienen sind, wird, soweit erforderlich, im Zusammenhange eingegangen werden.

Daß ein Teil der Untersuchungen, über die berichtet wird, mit Unterstützung der Jubiläumsstiftung der deutschen Industrie durchgeführt wurde[3]), ist ein weiterer pflichtgemäßer Anlaß, zusammenfassend über sie Rechenschaft abzulegen.

2. Daß die schönen Versuche des Herrn Duddell über den selbst-

---

1) H. Th. Simon und M. Reich, Physik. Zeitschr. 4, 364—372, 1903; H. Th. Simon, ebenda 4, 737—742, 1903; ebenda 7, 433—445, 1906; E.T.Z. 28, 295, 1907; H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung, Dissertation, Göttingen 1907, auch als Buch bei S. Hirzel, Leipzig; H. Th. Simon und H. W. Malcolm, Physik. Zeitschr. 8, 471—481, 1907; H. Th. Simon, E.T.Z. 28, 804, 1907.

2) W. Poulsen, E.T.Z. 27, 1040, 1906.

3) Vgl. S. 20. Ich verfehle nicht, an dieser Stelle dem Kuratorium der Jubiläumsstiftung herzlichst dafür zu danken, daß es die Durchführung der Untersuchungsreihe durch Bewilligung von zweimal M. 5000 erleichtert und gefördert hat.

tönenden Lichtbogen[1]) die erste Andeutung seien, das akustische Phänomen der angeblasenen Orgelpfeife und ähnlicher wohlbekannter mechanischer Schwingungsvorgänge elektrisch nachzuahmen, und daß aus der weiteren experimentellen und theoretischen Durchführung dieser Analogie eine neue Epoche der drahtlosen Telegraphie und die Begründung der drahtlosen Telephonie mit Hertzschen Wellen zu gewinnen sei, habe ich als Leitmotiv der zu besprechenden Arbeiten seit 1900 in aller Klarheit und an vielen Stellen ausgesprochen.[2])

Um den Weg zu diesen Zielen zu finden, wurde gesucht, auf folgende Fragen Antwort zu geben:

a) Welche typischen Eigenschaften des Lichtbogens befähigen ihn dazu, beim Duddellschen Versuche als Erreger von Schwingungen zu dienen?

b) Lassen sich noch andere Leiter als der Lichtbogen denken, die gleiche Eigenschaften haben, und die daher ebenfalls für die Schwingungserregung in Frage kommen?

c) Gibt es außer der angeblasenen Orgelpfeife akustische Phänomene, deren elektrische Nachahmung zu hochfrequenten Schwingungen führen könnte?

d) Welche Eigenschaften des Vorganges beschränken beim Duddellschen Phänomen das Überschreiten einer bestimmten Frequenz und wie läßt sich etwa diese Beschränkung aufheben?

3. In Beantwortung der ersten Frage a) wurde zunächst der Duddellsche Versuch als Spezialfall einer allgemeinen Erscheinung herausgearbeitet, welche aus rein elektrodynamischen Gründen stets dann zu erwarten ist, wenn einem Leiter mit „fallender Charakteristik" ein geeignetes elektrisch schwingungsfähiges System aus Selbstinduktion und Kapazität parallel geschaltet wird.[3]) Unter Charakteristik ist dabei die experimentell zu ermittelnde Beziehung zwischen Klemmenspannung und Stromstärke für den betreffenden Leiter verstanden; „fallend" nennen wir dieselbe dann, wenn mit zunehmender Stromstärke die Klemmenspannung kleiner wird. Daß der Lichtbogen in gewissen Zuständen solche Charakteristiken hat, ist seit lange bekannt. Die vertieftere Fassung dieses elektrodynamischen Kriteriums,

---

1) W. Duddell, The Electrician **46**, 269 und 310, 1900; Peuckert, E.T.Z. **22**, 467, 1901.

2) E.T.Z. **22**, 513, 1901; Physik. Zeitschr. **3**, 282, 1902; **4**, 366, 1903; **4**, 737, 1903 etc.

3) Physik. Zeitschr. **3**, 282, 1902; Physik. Zeitschr. **7**, 435, 1906.

die im Fortgange der Untersuchung gefunden wurde, wird weiter unten ausführlich mitgeteilt.

Im Hinblick auf die zweite Frage b) wurde alsdann eine Anzahl von Möglichkeiten diskutiert, außer dem Lichtbogen andere Leiter von fallender Charakteristik zu finden.[1] So ein vom Strome selbst geeignet „gesteuerter" Mikrophonkontakt, ein Nernstscher Glühstift, elektrolytische Zellen mit kleiner Elektrodenfläche und vom Strome magnetisch beeinflußte Wismutdrähte. Auch die Möglichkeit elektrodynamischer Koppelung des Hauptstromes mit einem abgezweigten schwingungsfähigen Systeme wurde in Betracht gezogen. Die Diskussion aller dieser Fälle ergab vorläufig, daß die drei ersten Möglichkeiten nur langsame Schwingungen liefern konnten; denn die erforderliche vom Strome auf den Leiter ausgeübte Steuerung braucht bei ihnen eine zu große Zeit, um ihre Wirkung zu äußern. Die vierte war deshalb nicht durchführbar, weil die Widerstandsänderung des Wismuts im Magnetfelde nicht groß genug erschien. Mit gekoppelten Systemen kam man ebenfalls nicht zum Ziele. Vorausgreifend sei hier bemerkt, daß in der kürzlich mit äußerster Gründlichkeit durchgeführten Neudiskussion aller jener Fragen mein Schüler H. Barkhausen prinzipiell nachgewiesen hat, daß durch bloße elektrodynamische Koppelungen Schwingungen nicht zu erhalten sind.[2] Er hat in dieser bemerkenswerten Arbeit die elektrodynamische Theorie der schwingungserregenden Leiter in großer Vollständigkeit entwickelt und auch einige neue Formen solcher Leiter zu jenen hinzugefügt, die oben genannt sind. Darüber wird § 10 berichtet.

4. Die Frage c), ob es außer der angeblasenen Orgelpfeife akustische Phänomene gibt, deren elektrische Nachahmung hochfrequente Schwingungen liefern könnte, fand damals ihre Beantwortung mit folgender Erörterung[3]: „Ein Flammenbogen besitzt seine Leitfähigkeit nur so lange, als die die Elektroden trennende Strecke durch den Strom von Elektrodendampf erfüllt und leitend (ionisiert) gehalten wird. Dazu ist eine im allgemeinen kleine Spannung von der Größenordnung 50 Volt ausreichend. Hört die Spannung an den Elektroden auf zu wirken, so stellt sich, namentlich bei Metallen, außerordentlich rasch der Zustand der Nichtleitung her, und es muß

1) Physik. Zeitschr. 3, 282, 1902.

2) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. Dissertation, Göttingen 1907. Als Buch bei S. Hirzel, Leipzig 1907.

3) Physik. Zeitschr. 4, 366, 1903.

eine sehr hohe, die gewöhnliche Brennspannung weit übersteigende Spannung von vielen tausend Volt angelegt werden (dieselbe, die man als das Funkenpotential bezeichnet), um den Flammenbogen aufs neue einzuleiten. Diese Eigenschaft der metallischen Funkenstrecken ist es z. B. auch, die einen Wechselstromflammenbogen mit niedriger Wechselspannung von kleiner Frequenz zu unterhalten unmöglich macht.

Es sei nun (Fig. 1) A eine Gleichstromquelle von einer solchen Spannung, daß sie das Funkenpotential bei der Funkenstrecke B erreicht. Der Funkenstrecke B sei ein aus

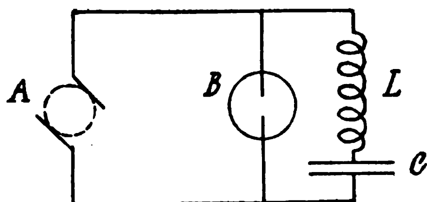


Fig. 1.

Selbstinduktion L und Kapazität C bestehendes System parallel geschaltet. Legt man die Spannung A an B, so wird sich zunächst C zum Potential A laden, dann wird der Flammenbogen bei B einsetzen, und nunmehr die Kapazität C sich durch LB oszillatorisch entladen. In der ersten Entladungsperiode unterstützt also die Spannung von C die von A, in der nächsten, beim Zurückströmen, wirkt sie ihr entgegen und kompensiert sie am Ende dieser Periode für einen Moment überhaupt. Dieser Moment genügt unter Umständen, die Leitfähigkeit der Funkenstrecke zum Verschwinden kommen zu lassen, und nunmehr wiederholt sich das Spiel von neuem. Das System LC ist von einem entsprechenden Hochfrequenzstrome der Grundperiode $T = 2\pi\sqrt{LC}$ dauernd durchflossen. War das Duddellsche Phänomen die elektrische Analogie zu der angeblasenen Lippenpfeife, so kann dieses ersichtlich als die Analogie zu der Zungenpfeife bezeichnet werden."

Die Durchführung der durch diese Überlegungen gewiesenen Versuche erforderte, nachdem Vorversuche mit einer kleinen 3000 Volt-Maschine an einer Quecksilberlampe Erfolg versprachen, die Beschaffung einer größeren Gleichspannungsdynamo höherer Spannung. Dieselbe wurde von den Siemens-Schuckert-Werken mit einer Leistung

von 20 PS bei 5000 Volt Spannung hergestellt.[1]) Die Maschine schlug zunächst mehrere Male durch, bis sie genügend widerstandsfähig gewickelt wurde. Außerdem fanden wir erst später das einfache Hilfsmittel, die Maschine vor den durch die Stromunterbrechungen auftretenden Induktionsspannungen zu schützen. Das Hilfsmittel besteht darin, den Maschinenklemmen parallel eine Glasplattenkapazität (wir haben 0,03 MF.) zu legen. Dann kann sich niemals ein gefährlicher Spannungsabfall in der Maschine ausbilden.

Wir erhielten nun in der Tat mit der Fig. 1 skizzierten Schaltung Schwingungen, konnten aber zeigen, daß es sich hier, ebenso wie bei den bald darauf von Hewitt[2]) publizierten, mit Wechselstrom erhaltenen Unterbrechungen an der Quecksilberlampe, um eine Folge sogenannter Partialentladungen handelte. Die Quecksilberlampe wirkte genau wie eine Funkenstrecke bei der gewöhnlichen Erregung Hertzscher Schwingungen, und die Schwingungen waren gedämpfte, genau wie die bisher bekannten.

Indes zeigte der weitere Verlauf der Versuche, daß die Erzeugungsweise solcher Schwingungen nach unserem Verfahren mit Hilfe von Gleichstrommaschinen große Vorteile aufweist, die es auch heute noch lohnend erscheinen lassen, sie an Stelle der gewöhnlichen Erregung mit Wechselströmen einzuführen.[3]) Übrigens liefern die bei diesen Versuchen mit Vorliebe verwendeten Vakuumfunkenstrecken (Quecksilberlampen) weniger gedämpfte Schwingungen, als die gewöhnlichen Funkenstrecken.

Später, nachdem wir einen geeigneten Regulierwiderstand für die Regulierung des 5000 Voltstromes beschafft hatten, haben wir das Phänomen in größter Regelmäßigkeit herstellen können. Je nach dem Strome, den man zuläßt, erhält man eine Funkenfolge von etwa 1 Funken pro Sekunde bis zu schätzungsweise 5000 (mit Quecksilberlampe), die etwa mit 1500 Ohm Vorschaltwiderstand auftreten. Bei weiterer Vergrößerung der Stromstärke laufen die Partialentladungen schließlich ineinander über, und es setzt ein Lichtbogen ein, an dem gegebenen Falles die Duddellschwingungen auftreten (vgl. unten § 13). Schwierigkeit hat man, Quecksilberlampen mit genügend niedriger Zündspannung zu finden. Bei den meisten Lampen liegt die Zünd-

1) Die Maschine wurde Anfang 1903 in Benutzung genommen. 1904 bewilligte das Kuratorium der Jubiläumsstiftung der deutschen Industrie einen Beitrag von M. 5000 zu den Kosten derselben.

2) Electrical Review (New York) **42**, No. 8, 21. Febr. 1903.

3) Physik. Zeitschr., **4**, 737, 1903.

spannung zu hoch. Für solche Versuche wäre also zweckmäßig, eine noch höhere Spannung wie 5000 Volt zu verwenden.

5. Zwei Wege schienen uns von hier aus angezeigt, von den Partialentladungen zu ungedämpften Schwingungen zu gelangen: man konnte daran denken, die Schwingungen jeder Partialentladung, unter möglichster Mitwirkung von elektromagnetischer Ausstrahlung aus einer angeschlossenen Antenne, so stark zu dämpfen, daß schon nach einer Halbschwingung der Zustand der Nichtleitung im Funken erreicht würde. Alsdann konnte man durch Verkleinerung des Vorschaltwiderstandes die Entladungen so dicht aufeinanderrücken lassen, daß praktisch ein Hochfrequenzstrom herauskam.[1]) Der andere Weg ist in folgenden Worten vorgezeichnet[2]): „Die obigen Erörterungen galten immer nur für sogen. symmetrische Funkenstrecken, bei denen also die Rückschwingung stets dieselbe Charakteristik findet, wie die Hinschwingung. Das zeigt sich beim Betrieb unzweifelhaft an dem Auftreten von Flammenbogenkratern auf beiden Elektroden. Macht man die Funkenstrecke unsymmetrisch, z. B. Spitze und Platte, heiße und kalte Elektrode und dergl., so erhalten wir verschiedene Glimmstromcharakteristik, je nach der Richtung des Stromes. Ist die Spitze Kathodenseite, so geht der Glimmstrom bei sehr viel kleinerem Strom in den Flammenbogen über, wie umgekehrt. Im letzteren Falle ist die Strombasis größer wie im zweiten, also die Stromdichte kleiner. Die zur Zündung nötige kritische Stromdichte erfordert weit höhere Gesamtstromstärke. Verwendet man eine solche unsymmetrische Funkenstrecke in unserem Versuche derart, daß die kleinere Basis mit der Kathodenseite der Kapazität verbunden ist, so

1) Physik. Zeitschr. 4, 740, 1903, § 10.
2) l. c. § 11.

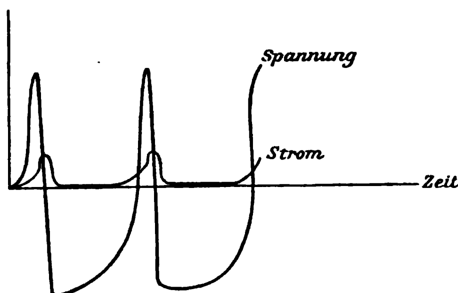


Fig. 2.

wird die Entladung in der ersten Periode als Flammenbogen verlaufen, bei der Rückschwingung aber genügt der Strom nicht, den Glimmstrom in den Flammenbogen zu verwandeln. Das Potential und der Strom hat den Verlauf, wie er in Fig. 2 angedeutet ist.

Es treten nur an der kleineren kathodischen Seite Krater auf, die Resonanzfähigkeit der Wellenkomplexe ist erloschen.

Legten wir der Selbstinduktion L eine symmetrische Geißlerröhre G parallel (Fig. 3), so zeigte sie dementsprechend einseitigen Stromdurch-

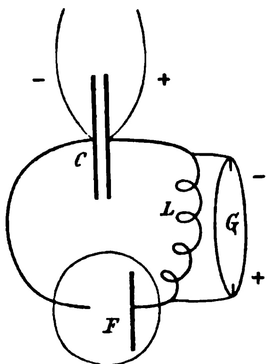


Fig 3.

gang an mit der Kathode an der Anodenseite. Das $L\frac{di}{dt}$, welches die Spannung an der Geißlerröhre bestimmt, ist nur in dem fallenden Aste von genügender Größe, um die Röhre anzuregen.

Auch hier gestattet die Wahl der Betriebskonstanten ein Aneinanderrücken der einzelnen Stromstöße, so daß man einen dauernden Hochfrequenzstrom zu erhalten hoffen kann. Die Analogie dieser Ventilwirkung einer unsymmetrischen Funkenstrecke mit dem Verhalten der Aufschlagszunge einer Zungenpfeife liegt auf der Hand."

Den beschriebenen Laboratoriumsversuch, durch den die Gangbarkeit dieses zweiten Weges bewiesen war, haben wir bei einem Besuche der physikalischen Sektion der Naturforscherversammlung am 24. Sept. 1903 in Göttingen demonstriert. Unter dem 26. März 1903 ist uns ein inzwischen verfallenes deutsches Reichspatent Nr. 156364 auf die Methode erteilt mit dem Patentanspruch:

„Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen mittelst einer mit hochgespanntem Gleich- oder langsam wechselndem Wechselstrom betriebenen Funkenstrecke, mit der ein aus Kapazität und Selbstinduktion bestehender Schwingungskreis gekoppelt ist, gekennzeichnet durch eine unsymmetrisch gestaltete Funkenstrecke.“

In der Patentbeschreibung heißt es:

„Hier soll nur auf den Spezialfall eingegangen werden, daß wir ‚unsymmetrische Funkenstrecken‘ verwenden. Unter unsymmetrischen Funkenstrecken verstehen wir solche, die durch irgendeine physikalische Unsymmetrie der Elektroden hinsichtlich des Entladungspotentials sich verschieden verhalten, je nach der Richtung der Elektrodenspannung. Man bezeichnet solches Verhalten wohl als Ventilwirkung. So geht z. B. der Funke zwischen Spitze und Platte bei sehr viel niedrigerem Potentiale über, wenn die Spitze Kathode, als wenn sie Anode ist. Auch die unsymmetrischen Flammenbogenvorgänge, bei Verwendung von verschiedenartigen Elektroden, z. B. Metall-Kohle, gehen auf solche Ventilwirkungen zurück. Eine wichtige Anwendung dieser Erscheinungen machte Hewitt kürzlich in seinem Drehstromgleichstromumformer. Er verwendete hierzu eine Quecksilberlampe, die eine hochgradige Unsymmetrie dadurch besitzt, daß er sie mit einer Eisen- und einer Quecksilberelektrode versieht. Übrigens hat auch schon eine unsymmetrisch geformte Quecksilberlampe, bei der z. B. eine Elektrode mit großem Kühlgefäße versehen ist, für unsere Zwecke genügende Unsymmetrie. Wie denn überhaupt jede Vorrichtung, die eine Elektrode der Funkenstrecke stärker abkühlt wie die andere, die Funkenstrecke zu einer unsymmetrischen macht.

Setzen wir diesen Begriff der unsymmetrischen Funkenstrecke voraus und denken wir uns unsere Anordnung mit Hilfe einer unsymmetrischen Funkenstrecke wie in Fig. 4 aufgebaut.

In der ersten Phase ladet sich die Kapazität bis zum Entladungs-

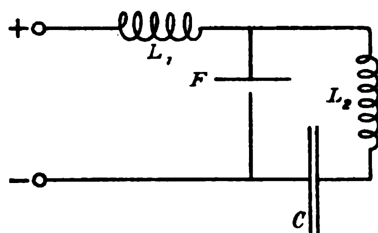


Fig. 4.

potential — V auf der Spitzenseite. Alsbald erfolgt die Entladung, die in der nächsten Phase die Plattenseite auf — V ladet. Dieses Potential genügt jetzt wegen der Ventilwirkung nicht, den weiteren Fortgang der oszillatorischen Entladung zu gestatten. Darum wird die Funkenstrecke stromlos, die Belegungen bleiben mit einem der Stromquelle entgegengesetzten Potential auf jeder Seite geladen, und die Funkenstrecke hat für eine kurze Zeit das Potential Null. Nun erfolgt der Ausgleich von Belegung und Stromquelle, die Aufladung der Kapazität und die Wiederholung des Prozesses. Durch geeignete Wahl der Konstanten erhält man Wechselströme beliebiger Frequenz und gleichbleibender Amplitude in dem Kreise $L_2 C$."

Ein Vergleich der hier beschriebenen Erscheinung mit den in § 11 analysierten „Schwingungen zweiter Art" zeigt, daß wir schon 1903 diese „unterbrochene" Form der Lichtbogenschwingung erkannt hatten.[1]) Auch haben wir ausdrücklich einige von den Hilfsmitteln angeführt, welche auch Poulsen[2]) bei seiner Methode anwendet, nämlich den Kohle-Kupferlichtbogen, mit dem Kupfer als Anode, sowie die Kühlung der Anode. Daß Poulsen in der Tat die unterbrochene Form der Schwingungen verwendet, und daß auch sein Hauptkunstgriff, die Einbettung in Wasserstoff, darauf hinauskommt, die Unsymmetrie des Lichtbogens zu vergrößern, wird unten gezeigt.[3]) Auch daß die Unsymmetrie des Lichtbogens, der jene Ventilwirkung zu verdanken ist, bei gleichartigen Elektroden durch die Verhältnisse der Gasstrecke zwischen denselben vorhanden sein kann. Im übrigen haben unsere Arbeiten, unabhängig von Poulsen auf rein theoretischem Wege zur Erkenntnis geführt, daß eine Einbettung des Lichtbogens in Wasserstoff Vorteile bringen müßte.[4]) Außerdem aber haben sie mehrere andere Wege zu demselben Ziele gewiesen, auf die weiter unten zurückgekommen wird.

6. Die bisherige Diskussion berührte nur wenig die vierte zu beantwortende Frage, wodurch bei dem Duddellphänomen die zu erzielende Schwingungszahl mit etwa 100000 begrenzt sei.

---

1) Vgl A. Blondel, E.T.Z. 28, 803, 1907.

2) Poulsen, l. c.

Wir machen darauf aufmerksam, daß das deutsche Patent von Poulsen vom 12. Juli 1903 ab datiert. Wegen der vollständigen Literatur über Poulsens Arbeiten vergl. Literaturverzeichnis dieses Heftes.

Die Redaktion.

3) Vergl. E.T.Z. 28, 317, 1907, Nachschrift.

4) Vergl. Physik. Zeitschr. 7, 445, 1906, § 11.

Die Antwort, zugleich Antwort auf viele andere Fragen des Gebietes, ergab sich aus der bei den bisherigen Versuchen gewonnenen, schon in § 4 latent enthaltenen Erkenntnis, daß die Wechselstromvorgänge im Lichtbogen sich auf Grund der Gleichstromcharakteristiken nicht widerspruchsfrei verstehen lassen.

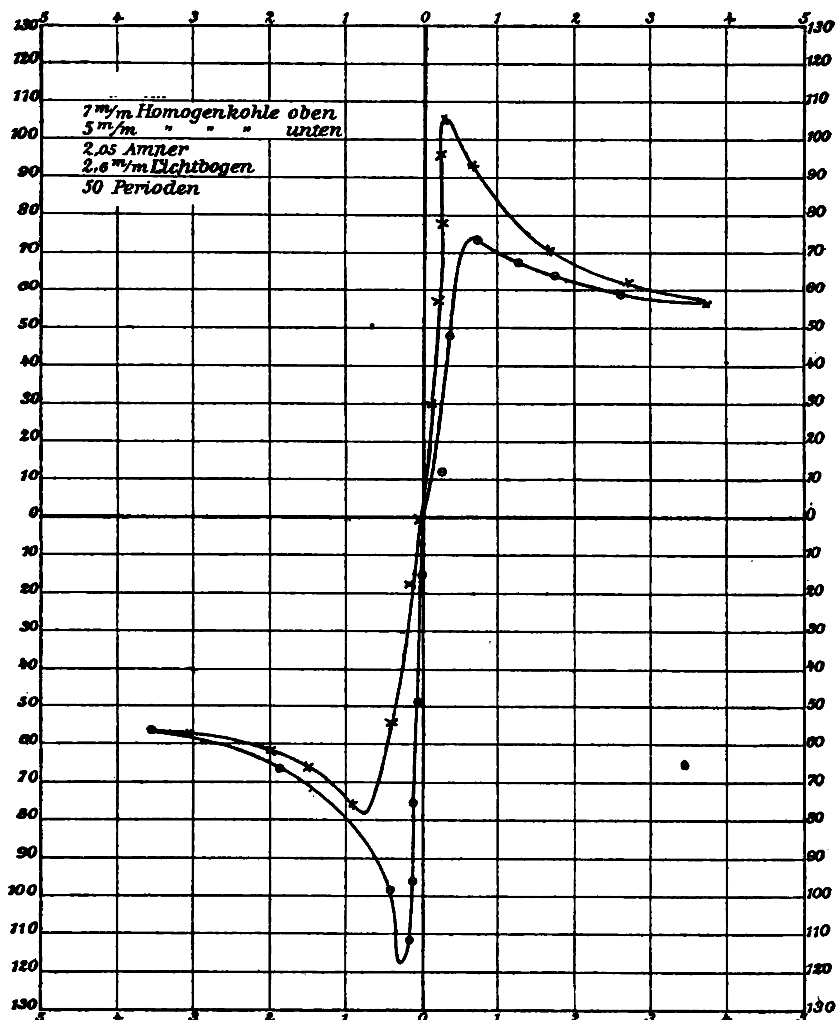


Fig. 5.

So wandte sich die Untersuchung zunächst der Erforschung der dynamischen Eigenschaften des Lichtbogens zu.[1])

Durch oszillographische Analyse von Wechselstromlichtbögen wurde gezeigt, daß für dynamische Vorgänge im Lichtbogen in der Tat ganz andere Charakteristiken in Frage kommen, als sie für die gewöhnliche statische Betriebsweise bekannt waren. Während bei den statischen Vorgängen einem bestimmten Lichtbogenstrom unter sonst gleichen Bedingungen eine ganz bestimmte Klemmenspannung zugeordnet ist, gehören bei dynamischen Vorgängen zu derselben Stromstärke verschiedene Werte von Klemmenspannungen, je nach der Vorgeschichte des Lichtbogens.

Bei sinkender Stromstärke erzeugt derselbe Stromstärkenwert kleinere Klemmenspannungen als bei steigender. Kurz, der Verlauf der Charakteristik ist so, wie er in einem Beispiele in Fig. 5 erläutert ist. Diese Erscheinung, daß die Charakteristik eines Lichtbogens von seiner Vorgeschichte abhängt, wurde als Lichtbogenhysteresis bezeichnet.

Der spezielle Verlauf der dynamischen Charakteristik erwies sich in mannigfacher Weise von den Versuchsbedingungen abhängig: von der Bogenlänge, von Art, Druck und Temperatur des umgebenden Gases, vom Vorschaltwiderstand, d. h. von der maximalen Stromstärke, und vor allen Dingen von der Periodenzahl. Es galt, diese scheinbar äußerst komplizierten Abhängigkeiten durch ein einfaches Gesetz übersehen zu lernen.

Das gelang durch den Ausbau der neueren ionentheoretischen Vorstellungen über den Lichtbogen so, wie es im § 7 und 9 in revidierter und erweiterter Form dargestellt wird.

7. Statische Charakteristiken: Die Leitfähigkeit der Lichtbogengase wird nach der Ionentheorie vom Strome selbst dadurch unterhalten, daß die Stromwärme die Kathode zur Weißglut erhitzt, wodurch sie die ihrer Natur nach noch nicht aufgeklärten Hemmungen verliert, die sie im kalten Zustande dem Austritt der Elektronen entgegensetzt (glühelektrisches Phänomen). Im weißglühenden Zustande treten also zahlreiche Elektronen aus, die das Lichtbogengas durch „Ionenstoß" dissoziieren und so einen starken Strom durch das Gas ermöglichen. Temperatur T und Größe F des negativen „Kraters" werden daher als die für das Lichtbogenphänomen bestimmenden Größen eingeführt, wie folgt: Wenn zwangsweise an einer Kathode das Produkt

1) Physik. Zeitschr. 6, 297—319, 1905; E.T.Z. 26, 818, 1905.

TF auf einem bestimmten Werte festgehalten werden könnte, so hätte, sagen wir, der Lichtbogen einen konstanten Widerstand, wie ein gewöhnlicher Leiter. Dieser Widerstand wird mit zunehmendem *TF* kleiner und kleiner. In der Sprache der Charakteristiken gesprochen: er hätte als Charakteristik eine durch den Koordinatenanfangspunkt gehende Gerade, deren Neigung gegen die i-Achse für den festgehaltenen Wert von *TF* charakteristisch wäre. (*TF*-Strahlen.) (Siehe Fig. 6.)

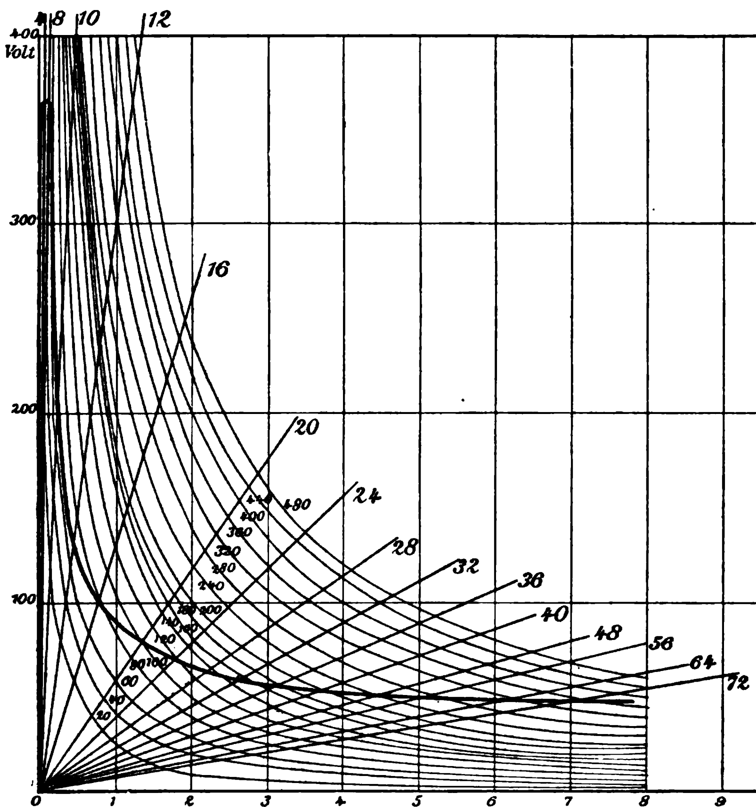


Fig. 6.

In Wirklichkeit ist aber, falls man einen Gleichstromlichtbogen einleitet, *TF* nicht konstant zu halten, sondern wird durch die an der Kathode entwickelte Stromwärme selbst so lange vergrößert, bis ein Gleichgewicht zwischen der Wärmezufuhr und den Wärme-

verlusten besteht. Von der gesamten, im Lichtbogen abgegebenen Stromwärme ei entfällt ein von den näheren Versuchsbedingungen abhängiger Betrag σei auf die Heizung des Kathodenkraters. Falls dort sekundäre Wärmezufuhr ausgeschlossen ist, die Stromenergie selbst also die ganze Zufuhr deckt, ergibt sich demnach für das Wärmegleichgewicht die Beziehung

$$\sigma ei = CTF, \tag{1}$$

da wesentlich die Wärmeverluste durch Wärmeleitung in Frage kommen, die TF proportional sind. σ wird für sehr kleine Bogenlänge $= 1/2$, da dann je die Hälfte von ei zur Heizung eines Kraters verwendet wird. So ergibt sich

$$ei = WTF, \tag{2}$$

wo $W = \frac{C}{\sigma}$ gesetzt ist.

Durch diese Beziehung wird, falls die statische Charakteristik gegeben ist, jeder Lichtbogenleistung ein mit einem bestimmten Zahlenwert behafteter TF-Strahl zugeordnet, sobald man ein einziges zusammengehöriges Wertepaar kennt. Für einen Lichtbogen von 1 mm Länge zwischen Homogenkohlen ist in Fig. 6 angenommen, daß für $ei = 100$ (Lichtbogen von 1,3 Ampère) TF den Wert 20 habe, was einer Fläche von 0,005 cm^2 mit 4000^0 entspräche. Für W ergibt sich so der Wert $W = 5$. Wird W vergrößert, so rückt die Charakteristik zu höheren Spannungswerten. Das kann ebensowohl durch Vergrößerung der Wärmeableitung C geschehen, wie durch Verkleinerung des zur Heizung des Kraters dienenden Bruchteils σ von ei.

Für den Lichtbogen zwischen Homogenkohlen in Luft ist von Frau Ayrton eine quantitative Beziehung aufgestellt, die in Verbindung mit den vorhergehenden Betrachtungen einige allgemeine Schlüsse über den Einfluß verschiedener Umstände auf den Wert von σ, d. h. auf die Lage der Charakteristik zuläßt. Auch lassen sich einige für die Schwingungserregung wesentliche Eigenschaften quantitativ daran erörtern. Frau Ayrton[1]) hat gefunden, daß für diesen Fall

$$ei = \alpha + \beta l + \gamma i + \delta l i \text{ ist.} \tag{3}$$

α, β, γ, δ, sind Konstanten, l ist die Lichtbogenlänge.

Das besagt für konstantes l bei Variation von i

$$ei = a + bi, \tag{4}$$

wo $a = \alpha + \beta l$, $b = \gamma + \delta l$ ist; für konstantes i bei Variation von l

1) Ayrton, The electric arc, London.

$$e i = A + B l, \tag{5}$$

wo $A = \alpha + \gamma i$, $B = \beta + \delta i$ ist.

Aus (4) ergibt sich die Gleichung der Charakteristik zu

$$e = \frac{a}{i} + b. \tag{6}$$

Das ist eine Hyberbel, deren Asymptoten die e-Achse und eine zur i-Achse im Abstande b gezogene Parallele sind. Selbstverständlich gilt diese Beziehung nur bis zu einer bestimmten Stromstärke herunter, sonst wäre ja unendlich hohe Zündspannung erforderlich, um den Lichtbogen einzuleiten.

$b = \gamma + \delta l$ ist der Wert, auf den die Spannung bei sehr großem Strome herabsinkt; γ der Wert von b, der für sehr kleines l gilt. $a = \alpha + \beta l$ bestimmt den näheren Verlauf der Hyperbel. Je größer a ist, desto näher rückt die Hyperbel den Asymptotenachsen. α ist der Wert, den a für $l = 0$ hat.

α ist eine für das Material der Elektroden, sowie das umgebende Gas usw. charakteristische Größe, in der einmal die glühelektrische Konstante des Elektrodenmaterials, dann der Kathodenfall für das betreffende Gas usw. enthalten ist. Der Bruchteil σ der Lichtbogenleistung, welcher zum Heizen des negativen Kraters verwendet wird, hängt sowohl von α, wie von l und i ab. Ist σ_l dieser Bruchteil für die Bogenlänge l, σ_0 für $l = 0$, so kann man aus Gleichung (5) für eine bestimmte Stromstärke setzen

$$\sigma_l\, e i = \sigma_l\, (A + B l).$$

Da für $l = 0$, $\sigma = \frac{1}{2}$ werden soll, ist $\sigma_0 e i = \frac{1}{2} A$

Um ein bestimmtes TF zu erzielen, muß unabhängig von der Bogenlänge stets die gleiche Energie aufgewendet werden; also wird

$$\sigma_l\, (A + B l) = \frac{1}{2} A$$

und

$$\sigma_l = \frac{1}{2} \frac{A}{(A + B l)} \tag{7}$$

d. h., konstante Stromstärke vorausgesetzt, wird mit zunehmender Bogenlänge ein immer kleinerer Bruchteil der Lichtbogenleistung zur Heizung des negativen Kraters benutzt. Daraus folgt, daß mit zunehmender Bogenlänge die Charakteristik zu immer höheren Spannungswerten rückt. Setzt man für A und B die Werte aus Gleichung (5) ein, so wird

$$\sigma_l = \frac{1}{2} \frac{(\alpha + \gamma i)}{(\alpha + \gamma i + \beta l + \delta l i)} = \frac{\alpha + K}{\alpha + K'}, \qquad (8)$$

wo stets $K' > K$.

Um zu erkennen, wie σ_l von α abhängt, wird $\frac{d\sigma_l}{d\alpha}$ gebildet, es ergibt sich

$$\frac{d\sigma_l}{d\alpha} = \frac{K - K'}{2(\alpha + K')^2},$$

ein Ausdruck, der stets negativ ist. D. h., konstante Stromstärke vorausgesetzt, wird mit zunehmendem α der Bruchteil σ von ei, der auf die Heizung des negativen Kraters entfällt, immer kleiner. Daraus folgt, daß jeder Einfluß, der α vergrößert, die Charakteristik in die Höhe rückt.

Mit Hilfe der Gleichungen (1) und (8)

$$\sigma_l \, ei = C \, T F$$

und

$$\sigma_l = {}^1/_2 \frac{\alpha + \gamma i}{\alpha + \gamma i + \beta l + \delta l}$$

läßt sich jede Charakteristik nach dem durch Gleichung (2) definierten graphischen Verfahren konstruieren, sobald eine einzige mit ihren TF-Strahlen bekannt ist.

Für die Schwingungserregung durch den Lichtbogen ist maßgebend die Steilheit des Falles der Charakteristik $\frac{de}{di}$.

Es ergibt sich

$$\frac{de}{di} = -\frac{a}{i^2} = -\frac{\alpha + \beta l}{i^2}, \qquad (9)$$

d. h. die Charakteristik wird sehr schnell steiler, wenn man zu kleinen Stromstärken übergeht. Für ein und dieselbe Stromstärke wächst die Steilheit mit zunehmender Bogenlänge. Endlich vergrößern alle Umstände die Steilheit, welche α vergrößern.

Schaltet man n-Lichtbögen hintereinander, so wird die Gesamtspannung e_n

$$e_n = ne = \frac{na}{i} + nb$$

$$\frac{de_n}{di} = -\frac{na}{i^2} \qquad (10)$$

d. h. n mal so groß, wie bei einem einzigen Bogen.

8. Fig. 7 zeigt die statischen Charakteristiken, die im Hinblick auf die vorstehend zusammengestellten Gesichtspunkte Herr Malcolm auf meine Veranlassung an Homogenkohlen in verschiedenen Gasen gemessen hat.[1]) Sowohl die Glimmstrom- wie die Lichtbogencharakteristiken sind angegeben.

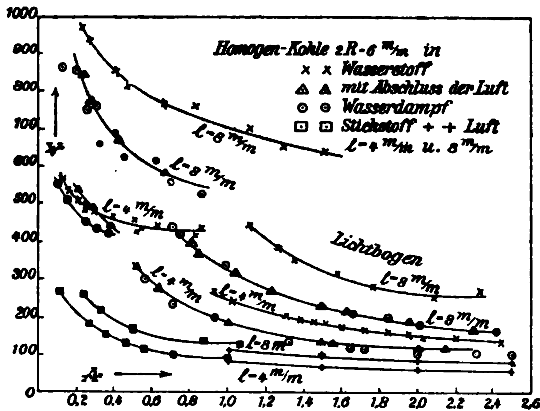


Fig. 7.

Die Ayrtonsche Beziehung $ei = a + bi$ erwies sich in allen Fällen gültig, und es ergaben sich folgende Werte der Konstanten a und b.

Für den Kohlebogen in:	$l = 4$ m/m		$l = 8$ m/m	
	a	b	a	b
Luft	31,5	49,5	49	60
Stickstoff	30	62	35	105
bei Luftabschluß und in Wasserdampf	110	70	300	35
Wasserstoff	180	60	455	35

Die Formel $ei = A + Bl$ kann an diesen Messungen nicht geprüft werden, ihre Anwendung auf die beiden letzten Fälle führt jedenfalls zu unmöglichen Resultaten, so daß sie wohl erst bei höheren Werten von l gültig wird. Bei kleinen Werten von l scheinen überhaupt Komplikationen am Lichtbogen einzutreten, etwa dadurch, daß

1) Physik. Zeitschr. 8, 471—481, 1907.

der Kathodenraum auf die Anode übergreift. Darüber liegen nähere Untersuchungen noch nicht vor.

Man erkennt, daß in der Tat mit zunehmender Bogenlänge die Charakteristiken in allen Fällen in die Höhe rücken, und daß sie gleichzeitig, auf dieselbe Stromstärke bezogen, steiler werden. Für gleiche Stromstärken und Bogenlängen wachsen die zugehörigen Spannungen in der Reihenfolge Luft, Stickstoff, Wasserdampf, Einschlußbogen, Wasserstoff. In derselben Reihenfolge wächst die Steilheit des Verlaufes der Charakteristik, entsprechend dem Werte der Konstanten a, der für Wasserstoff bei $l = 4$ m/m rund 6mal, bei $l = 8$ m/m 9mal so groß ist, wie für Luft. Dem Wasserstoff nahe kommt Wasserdampf und vor allem der Einschlußlichtbogen.

Dieses Verhalten läßt sich im Sinne der oben erwähnten Lichtbogentheorie folgendermaßen deuten: solange Sauerstoff zugegen ist, findet eine heftige Verbrennung der Kohle statt, die entwickelte Verbrennungswärme kommt zu der vom Strome entwickelten hinzu, es genügt ein kleiner Wert von ei, um dasselbe TF zu erzeugen. σ wird gewissermaßen größer. Entsprechend muß σ scheinbar kleiner werden beim Einschlußlichtbogen, die Charakteristik rückt in die Höhe.

Auffällig ist, daß die Charakteristik in Stickstoff ungefähr denselben Verlauf hat, wie in Luft, und daß der Lichtbogen in Stickstoff bis zu sehr kleinen Stromstärken herab beobachtet werden kann. Da die Wärmeleitung des Stickstoffs von derjenigen der Luft keine genügend große Abweichung zeigt, um für dieses Verhalten verantwortlich gemacht werden zu können, so bleibt also auch hier nur übrig, eine sekundäre Wärmeentwicklung durch einen chemischen Prozeß zwischen Kohle und Stickstoff anzunehmen, der die Charakteristik herunterdrückt. In der Tat ist auch aus vielen Anzeichen sonst zu schließen, daß eine heftige Cyanentwicklung an einem Lichtbogen in Stickstoff stattfindet.

Daß die Charakteristik in Wasserstoff so ungeheuer in die Höhe rückt und soviel steiler verläuft, ist zum großen Teil der hohen Wärmeleitfähigkeit des Wasserstoffs zuzuschreiben, welche die Konstante C der Gleichung $\sigma e i = C\,TF$ stark vergrößert. Es muß daher, um dasselbe TF zu erreichen, eine wesentlich größere Leistung ei aufgewendet werden. Weiterhin kommt auch die größere Ionenbeweglichkeit des Wasserstoffs in Betracht. Sie bewirkt, daß die Spannungsverteilung längs des Lichtbogens verändert wird, so daß das für die Heizung des negativen Kraters in Frage kommende Kathodengefälle kleiner wird: σ wird kleiner.

Daß nicht nur die größere Wärmeleitung den Einfluß des Wasserstoffs erklärt, sondern auch eine im angedeuteten Sinne rein elektrische Wirkung der Wasserstoffionen in Frage kommt, geht aus dem Verhalten des Lichtbogens in Wasserdampf, bezw. in sonstigen Wasserstoffverbindungen hervor, die sich unter der Hitze des Lichtbogens dissoziieren. Auch hier ist die Charakteristik wesentlich höher wie in Luft, obschon im Falle des Wasserdampfes der bei der Dissoziation gleichzeitig auftretende Sauerstoff die Charakteristik wieder herunterdrücken muß. Die Wärmeleitung des Wasserdampfes ist aber sicherlich sehr viel kleiner als diejenige reinen Wasserstoffs.

Fig. 8 zeigt die Messungsergebnisse für einige Metallelektroden in Luft und in Wasserstoff. Hier bilden die $ei:i$-Kurven keine

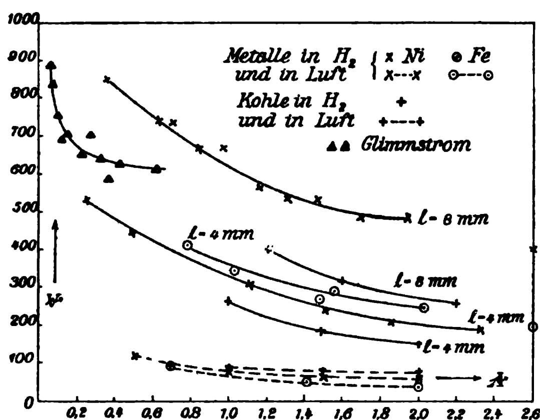


Fig. 8.

geraden Linien, sondern sind konkav gegen die i-Achse. Auch hier wird durch Gegenwart der Luft infolge der Oxydation σ scheinbar vergrößert, und die Charakteristik stark heruntergedrückt. An sich ist bei Metallelektroden die Konstante C wegen der großen Wärmeleitung viel größer wie bei Kohle, so daß die Charakteristiken viel höher liegen. Die Gegenwart von Wasserstoff vergrößert C noch weiter, macht aber auch hier gleichzeitig σ kleiner, wegen der erwähnten Änderung der Potentialverteilung.

In Fig. 9 ist noch der Einfluß der Kühlung der Elektroden zum Ausdruck gebracht. Ihre allgemeine Wirkung ist die, C zu vergrößern. Daß sie diese Wirkung stärker äußert, wenn die Kathode, als wenn die Anode gekühlt wird, entspricht durchaus den Forderungen

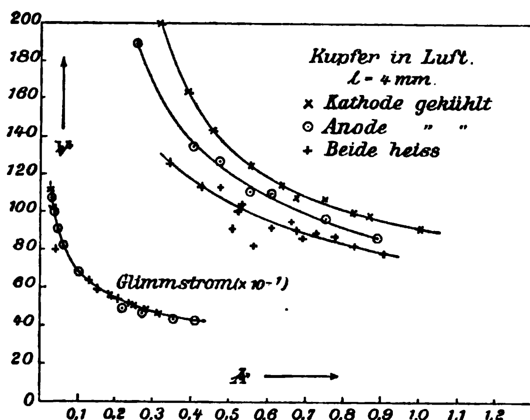


Fig. 9.

unserer Theorie. Ähnlich wie Kühlung wirkt Vergrößerung des Querschnittes der Elektroden.

Fig. 10 zeigt die für einen unsymmetrischen Bogen zwischen Kupferkohleelektroden in Luft und in Wasserstoff gefundenen Resultate.

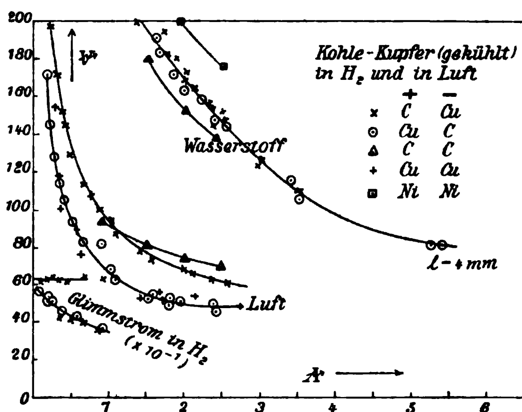


Fig. 10.

In Luft stimmt jedesmal die Charakteristik sehr nahe mit derjenigen überein, die für einen symmetrischen Lichtbogen zwischen Elektroden aus dem Material der Anode gefunden war. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit den aus andersartigen Beobachtungen

von G. Schulze[1]) gezogenen Schlüssen. Demnach vollzieht sich die Lichtbogenentladung in Luft überwiegend nur in dem Dampf der Anode. Nachdem durch die oben skizzierte Auffassung über das Wesen des Lichtbogenvorganges die Kathode als der fundamental wichtige Teil des Lichtbogens erkannt war, erscheint jene Bedeutung des Anodenmaterials zunächst auffällig. Indes erklärt sich alles folgerichtig, wenn man in Rechnung setzt, daß beim Lichtbogen in Luft das wesentliche Potentialgefälle an der Anode liegt, dort also eine prävalierende Wärmeentwicklung stattfindet, die die Anode heftig zum Verdampfen bringt.

Bei dem Kohle-Kupferbogen in Wasserstoff erhält man merklich dieselbe Charakteristik, wenn Kohle Anode und wenn sie Kathode ist. Und zwar liegt die Kurve im ganzen ein wenig höher, als die für die Kohle in Wasserstoff gefundene. Die Kurve für *Cu—Cu* in Wasserstoff ließ sich nicht ermitteln, weil die Elektroden sofort abschmelzen, so daß hier der Vergleich mit dieser Kurve fehlt. Statt dessen ist die Kurve *Ni — Ni* in Wasserstoff aufgetragen. Aus mehreren Gründen war oben geschlossen worden, daß beim Lichtbogen in Wasserstoff eine andere Verteilung des Potentialgefälles vorhanden sein müsse, so daß das größere Potentialgefälle und die größere Wärmeentwicklung hier vor der Kathode liege. Man müßte demgemäß hier erwarten, daß das Material der Kathode wesentlich den Verlauf der Charakteristik bestimme. Indessen läßt der Versuch mit Kupfer-Kohle hierüber keine direkte Entscheidung zu, weil eben eine Unsymmetrie an den Kurven nicht beobachtet wird. Indirekt gibt das gefundene Verhalten aber jener Folgerung recht, wenn man folgende Überlegung anstellt: Die Kurve Kohle—Kohle in Wasserstoff liegt tiefer, wie die Kurve Kohle—Kupfer. Die Kurve *Cu—Cu* aber dürfte wohl, ähnlich wie die Kurve *Ni—Ni* über der Kurve Kohle—Kupfer liegen. Das ist schon wegen der soviel stärkeren Wärmeableitung der Elektroden zu erwarten. In dem Falle einer Kohlekathode und Kupferanode bestimmt zwar der Kohledampf die Charakteristik, aber die vergrößerte Wärmeableitung an der Kupferkathode schiebt die Kurve etwas in die Höhe. Im Falle einer Kupferkathode und Kohleanode bestimmt zwar die Kupferkathode die Charakteristik, aber die verringerte Wärmeableitung an der Kohleanode läßt sie etwas herunterrücken. So kommt es, daß beide Fälle eine innerhalb der Versuchsfehler übereinstimmende Kurve liefern können.

1) Ann. der Physik (4) 12, 828, 1903.

Es mag nicht überflüssig sein, hervorzuheben, daß die geringe statische Unsymmetrie des Kohlekupferlichtbogens in Wasserstoff eine große dynamische Unsymmetrie desselben nicht ausschließt. Die letztere ist offenbar vorhanden, wie Poulsens Versuch zeigt.

9. Dynamische Charakteristiken: Für veränderliche Vorgänge im Lichtbogen ergibt sich jetzt folgendes:

Wenn ein bestimmtes TF des negativen Kraters stationär vorhanden ist, so herrscht in seiner die Wärme ableitenden Umgebung eine bestimmte Wärmeverteilung: in jedes Volumenelement strömt ebensoviel Wärme ein wie aus, und in jedem Volumenelement ist eine bestimmte Wärmemenge enthalten. Wird nun die Wärmezufuhr vergrößert, so wächst die in jedes Volumenelement einströmende Wärmemenge, während zunächst die ausströmende dieselbe bleibt. Somit speichert sich mehr Wärme in dem Element auf und vergrößert das Temperaturgefälle, bis wieder die ausströmende Wärme gleich ist der einströmenden. Ist dieses neue Gleichgewicht erreicht, so ist der Wärmeinhalt jedes Volumenelements vergrößert worden, somit auch der gesamte Wärmegehalt des Wärmestromes. Ehe also eine Vergrößerung von TF möglich ist, muß die vergrößerte Wärmezufuhr jene Vermehrung des Wärmeinhaltes Q decken.

Dieser Wärmeinhalt Q des Wärmeableitungsstromes ist um so größer, je größer TF, je größer die Dichte ϱ und die spezifische Wärme c des wärmeleitenden Materials, und je kleiner seine Wärmeleitung λ ist, also

$$Q = \frac{TF\varrho c}{\lambda}\,\mathrm{const.} = \varLambda\, TF, \tag{11}$$

wo $\varLambda$ den Wärmeinhalt für $TF = 1$ bedeutet; es kann etwa als Trägheitskoeffizient der Wärmeleitung bezeichnet werden.

Wird Q in der Zeit dt um dQ verändert, so ist die pro Zeiteinheit dafür erforderliche Wärmemenge $\frac{dQ}{dt} = \varLambda\frac{d(TF)}{dt}$. Sie ist positiv, d. h. muß zugeführt werden, wenn die Wärmezufuhr wächst, negativ, d. h. sie wird abgegeben, wenn die Wärmezufuhr kleiner wird.

Im nichtstationären Zustande hat die dem Krater pro Sekunde zugeführte Wärme $\sigma e i$ außer dem Wärmeverluste noch diese Wärmemenge $\varLambda\frac{d(TF)}{dt}$ zu leisten, also gilt für veränderliche Vorgänge

$$\sigma e i = C T F + A \frac{d(T F)}{d t}, \text{ oder } e i = W T F + L \frac{d(T F)}{d t}, \qquad (12)$$

wenn W wieder $= \frac{C}{\sigma}$, $L = \frac{A}{\sigma}$ gesetzt wird.

Diese (formal mit der bekannten Wechselstromgleichung übereinstimmende) Beziehung gestattet zu einem gegebenen zeitlichen Verlauf von ei den Verlauf von TF zu berechnen. In dem in Fig. 6 dargestellten Diagramm ($\sigma = 1$) erhält man alsdann die für den betreffenden Fall gültige dynamische Charakteristik, wenn man die Schnittpunkte der auf gleiche Zeitmomente bezogenen Leistungshyperbeln und TF-Strahlen durch eine Kurve verbindet.[1]) Demnach bestimmt die Größe

$$\frac{L}{W} = \frac{A}{C} = \frac{\text{const.}\, \varrho c}{\lambda C}$$

gewissermaßen die Trägheit des Produktes TF, sie bestimmt die Zeit, in der sich TF einem neuen ei anpaßt. Sie nimmt zu mit zunehmender Wärmekapazität, sie nimmt ab mit zunehmender Wärmeleitung der Umgebung, einschließlich der Elektroden.

Für den hier wichtigen Fall sinusförmiger Variation von ei (Wechselstrom über den Lichtbogen gelagert) zeigen die Fig. 11 bis 13 reproduzierten Diagramme[2]) schematisch, wie sich bei Variation der verschiedenen Bestimmungsstücke die Verhältnisse gestalten:

Fig. 11. Variation der Gleichstromstärke, über die der Wechselstrom übergelagert wird, während Frequenz und Amplitude des Wechselstromes konstant bleiben.

Fig. 12. Variation der Frequenz, während Amplitude und Gleichstromstärke konstant bleiben. Kurve 1 entspricht der kleinsten, 3 der größten Frequenz. Man sieht, wie infolge der Hysteresis mit zunehmender Frequenz die fallende Charakteristik mehr und mehr in eine steigende übergeht.

Fig. 12 zeigt gleichzeitig, wie sich die Verhältnisse für zwei hintereinander geschaltete Lichtbögen gestalten. Es gilt hier ganz dasselbe, was für statische Charakteristiken § 7 abgeleitet war; denn aus der hysteretischen Deformation der statischen Kurven gehen die Ellipsen der Fig. 12 hervor. Die Neigung der Hysteresisschleifen ist bei n hintereinandergeschalteten Lichtbögen n mal größer, als bei einem einzelnen, und die Spannungsschwankungen, die gleichen Stromstärke-

1) Physik. Zeitschr. 6, 311, 1905, § 9 u. 10.

2) Teilweise aus Physik. Zeitschr. 7, 443, 1906, § 10.

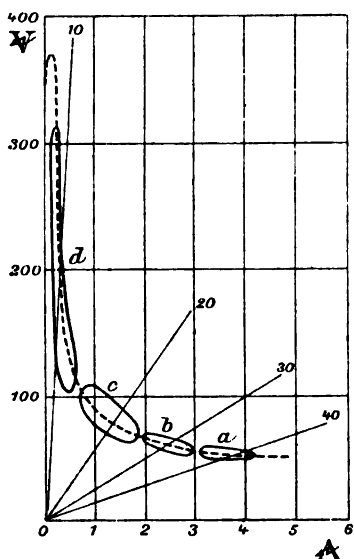


Fig. 11.

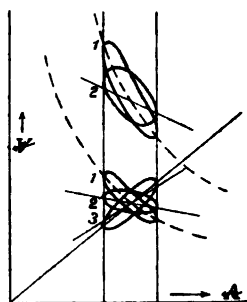


Fig. 12.

schwankungen entsprechen, sind n mal größer. Analog wirkt Vergrößerung der Bogenlänge, die nach § 7 und 8 die statische Charakteristik hinaufrückt.

Bei größeren Amplituden entstehen Formen, wie sie in Fig. 13 dargestellt sind.

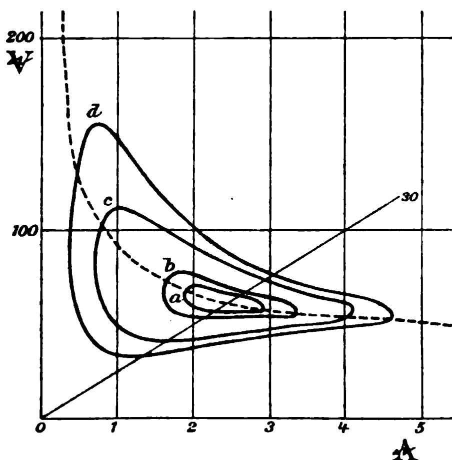


Fig. 13.

Daß solche und noch viele andere Ergebnisse der Theorie sich mit den Beobachtungen decken, ist in den Originalarbeiten nachzulesen.

Die Anwendung dieser am Wechselstromlichtbogen gefundenen Tatsachen und Theorien auf den selbsttönenden Lichtbogen führte nunmehr zusammen mit den früheren Ergebnissen zu einer völligen Klärung der beobachteten und der zu erwartenden Erscheinungen.

Im folgenden gebe ich eine gedrängte, möglichst anschauliche und handliche Darlegung des jetzigen Standes der Frage, nachdem namentlich durch die erwähnte Arbeit des Herrn H. Barkhausen, sowie durch Berücksichtigung der Arbeiten einiger anderer Forscher gewisse Unklarheiten aufgehellt, manches in unseren früheren Arbeiten mehr Angedeutete scharf herausgearbeitet ist. Und zwar werden die Verhältnisse zunächst ohne Rücksicht auf die Lichtbogenhysteresis, also an einem Idealfall diskutiert (§ 10), damit nachher die Eigentümlichkeiten um so deutlicher hervortreten, welche durch sie hinzukommen (§ 11).

10. Das Schaltungsschema des selbsttönenden Lichtbogens, an das sich die folgenden Betrachtungen anlehnen, ist in Fig. 14 wiedergegeben. Die Zahlen 0, 1, 2 der drei Stromzweige werden als Indizes

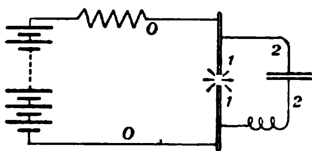


Fig. 14.

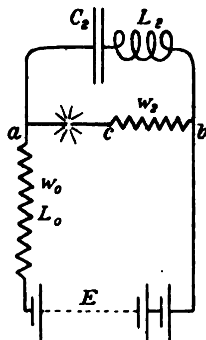


Fig. 15.

für die Stromkreiskonstanten benutzt. Die Diskussion der Vorgänge gestaltet sich sehr übersichtlich, wenn dieses praktische Schaltungsschema durch das ideale Schema der Fig. 15 ersetzt wird, indem man im Schwingungskreise 2 den Lichtbogen mit dem Widerstande w_2 zu einem Leiter ab vereinigt, die Selbstinduktion L_2 mit der Kapazität C_2 in den Nebenschluß dazu gelegt denkt. Die Spannung e_{ab} an ab bezeichnen wir mit e, den Strom in ab mit i. i' sei ein in i etwa vor-

handener Wechselstromanteil, e' ein in e vorhandener Wechselspannungsanteil. Nach dem Schema der Gleichung

$$e = e_{ac} + e_{cb}$$

findet man die Charakteristik des Leiters ab, wie folgt:

In Fig. 16 sei e_{ac} die Charakteristik des Lichtbogens. Man zieht von 0 aus eine Grade mit der Neigung $tg\,\alpha = w_2$ und addiert die

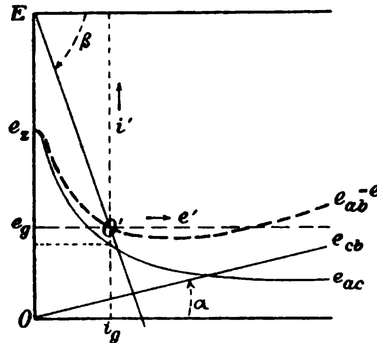


Fig. 16.

durch sie definierten Ordinatenwerte e_{cb} zu e_{ac}. Die so gefundene Charakteristik $e = f(i)$ sei kurz die „Schwingungscharakteristik" genannt. Bestehen keine Schwingungen, so brennt der Lichtbogen mit der Stromstärke i_g, falls ein durch die Kaufmannsche Stabilitätsbedingung[1]) definierter, genügend großer Vorschaltwiderstand w_0 vorhanden ist, so daß

$$\frac{de}{di} > w_0 \qquad (13)$$

erfüllt ist. Man erhält das Stromgleichgewicht, indem man von dem Punkte E der e-Achse die „Widerstandslinie"[2]) E 0' zieht, so daß $tg\,\beta = w_0$ ist. Der Schnittpunkt 0' mit der Schwingungscharakteristik definiert den Wert i_g und gleichzeitig die zugehörige Spannung e_g. Die Achsen, die man durch 0' legt, bilden die Koordinatenachsen für den über i_g gelagerten Wechselstrom i' und die entsprechend über e_g gelagerte Wechselspannung e'. Stets ist

$$i = i_g + i' \text{ und } e = e_g + e' \qquad (14)$$

Für die in ab beim Durchgange des Wechselstromes i' sich voll-

1) W. Kaufmann, Ann. der Physik (4) **2**, 158, 1900. H. Th. Simon, Physik. Zeitschr. **6**, 299, 1905, § 2.

2) Physik. Zeitschr. **6**, 299, 1905, § 2.

ziehenden Vorgänge ist es gleichgültig, woher der Wechselstrom i' stammt. So können wir dieselben an einem „äquivalenten Stromkreis" studieren, bei welcher der Kapazitätszweig weggelassen und stattdessen zu E eine Wechselspannung $i' w_0$ hinzugefügt ist. An derselben gilt für den Strom i_g $E - i_g w_0 = e_g$. Für den Strom $i = i_g + i'$

$$E - (i_g + i') w_0 = e_{(i_g + i')}$$

$$\text{oder } E - i w_0 = e_i. \qquad (15)$$

Somit ergibt sich zu irgendeinem Strom $i = i_g + i'$ das Gleichgewicht durch den Schnittpunkt der Kurve $E - i w_0$ mit der Schwingungscharakteristik e. Die Überlagerung der Hilfsspannung $i' w_0$ bedeutet, daß die Widerstandslinie sich selbst parallel um $i' w_0$ verschoben ist, so daß sie nach dem Gesetz $J' w_0 \sin \omega t$ sich selbst parallel um die Gleichgewichtslage $E 0'$ pendelt, wenn i' ein reiner Wechselstrom $J' \sin \omega t$ ist. Die dabei durchlaufenen Schnittpunkte S mit der Schwingungscharakteristik liefern die zu den durchlaufenen i'-Werten gehörigen e'-Werte (vgl. Fig. 17).

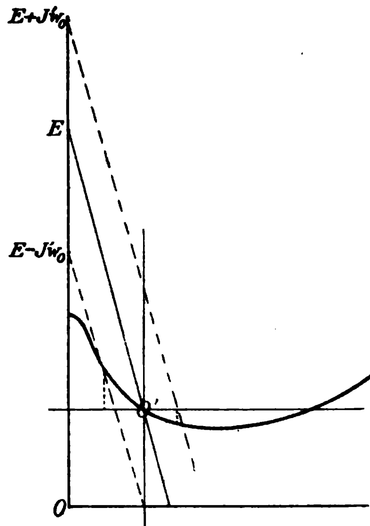


Fig. 17.

Die Leistung des in ab fließenden Wechselstromes ist $e' i'$. Ist $e' i'$ positiv, so verbraucht $a b$ Energie; ist $e' i'$ negativ, so gibt er Energie ab, die er natürlich dem übergelagerten Gleichstrom

i_g entnimmt.[1]) Der Betrag von $e' i'$ bei jedem Werte des Wechselstromes wird durch die Schnittpunkte der Charakteristik mit den $e' i'$-Leistungshyperbeln abgelesen.[2]) Trägt man sie ein (Fig. 18), so er-

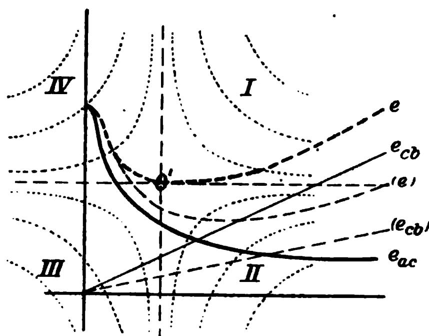


Fig. 18.

kennt man, daß der Leiter Energie abgibt, wenn die Schwingungscharakteristik in den Quadranten IV und II verläuft, daß er Energie verbraucht in I und III. Die Energiebilanz fordert, daß die von der Zusatzwechselspannung $i' w_0$ gelieferte Energie gleich ist der im Zweige 0 verbrauchten plus der in $a b$ verbrauchten.

Also $$\int_0^T i'^2 w_0 \, dt = \int_0^T i'^2 w_0 \, dt + \int_0^T e' i' \, dt \tag{16}$$

Das verlangt $$\int_0^T e' i' \, dt = 0. \tag{17}$$

Ist $\int_0^T e' i' \, dt > 0$, so muß eine erregte Schwingung von selbst aufhören. Ist $\int_0^T e' i' \, dt < 0$, so muß eine erregte Schwingung sich verstärken.

Man erkennt aus dieser energetischen Überlegung sehr klar den Sinn des durch den „äquivalenten Stromkreis" eingeführten Kunstgriffes: durch die Zusatzwechselspannung $i' w_0$ in dem Zweig 0 wird der Energieverlust des Wechselstromes in dem Widerstand w_0 kompensiert, so daß sich die Vorgänge so vollziehen, als sei dieser Widerstand gar nicht vorhanden. Bei der praktischen Schwingungsschaltung

1) Vgl. H. Barkhausen, l. c. § 8.
2) Vgl. H. Barkhausen, l. c. § 20.

ist w_0 durch den Kapazitätskreis überbrückt, und damit der Energieverlust $\int_0^T i'^2 w_0\, dt$ ausgeschaltet. Die für den äquivalenten Kreis abgeleiteten Bedingungen (16) und (17) sind also auch für den eigentlichen Schwingungskreis gültig.

Ist $\int_0^T e' i' dt < 0$, so verstärkt sich eine eingeleitete Schwingung, bis etwa mit wachsender Amplitude $\int_0^T e' i' dt = 0$ wird. Der einzige Unterschied zwischen dem äquivalenten Kreis und dem wirklichen Falle ist, daß sich im letzteren nur die Schwingungen der durch $L_2\, w_2\, C_2$ bestimmten Eigenfrequenz verstärken können, beim äquivalenten Kreise müßten sich Schwingungen jeder Frequenz verstärken. Der Betrag der abgegebenen Energie ist in jedem Zeitteilchen $e' i' dt$, d. h. er ist abhängig davon, wie lange die Schwingung auf dem betreffenden Punkte der Schwingungscharakteristik verweilt. Pendelt die Widerstandslinie sinusförmig auf und ab, so verweilt sie am längsten in den ihrem maximalen Ausschlag benachbarten Lagen (Fig. 17). Die entsprechenden Schnittpunkte sind also für die Energiebilanz der Schwingung viel wichtiger, als die in der Nähe der Gleichgewichtslage der Widerstandslinie erzielten.

Um den Einfluß zu erkennen, den verschiedene Versuchsbedingungen auf diese Verhältnisse ausüben, sind in Fig. 16 bis 19 einige Fälle diskutiert. Fig. 18 zeigt gegenüber Fig. 16, wie sich die Schwingungscharakteristik verändert, wenn w_2 größer gemacht wird. Während bei kleinem w_2 (Fig. 16) die Kurve rechts und links von $0'$ im Gebiete des negativen $e' i'$ verläuft und erst bei ziemlich großem positiven Wert von i' in den Quadranten I eintritt, ist in Fig. 18 durch das größere w_2 bewirkt, daß die Kurve nur bei negativem Wert von i' in einem negativen Quadranten verläuft. Fig. 19 zeigt, wie sich die Dinge ändern, wenn man eine Charakteristik von größerem a-Werte zugrunde legt. (Steilerer Verlauf der Lichtbogencharakteristik, § 7 u. 8.) Ferner wenn man zu kleinerem i_g übergeht. Macht man i_g kleiner und verschiebt sich dadurch etwa $0'$ nach $0''$, so hat man nun bei negativem und positivem i' Energielieferung aus ab. Macht man i_g größer und verschiebt sich $0'$ etwa nach $0'''$, so verbraucht der Leiter ab jetzt bei positiven und negativen Werten von i' Energie, die Schwingungen können nicht von selbst entstehen. Erst bei einem negativen Werte i' von gewissem Betrage kommt die Charakteristik in den Quadranten IV und der Leiter liefert Energie. Hätte man Schwingungen

von solcher Amplitude eingeleitet, daß dieser Zweig getroffen wird, so würde jetzt eine Verstärkung derselben eintreten. Man sieht so, daß in einem solchen Fall Schwingungen kleiner Amplituden nicht bestehen können, daß aber Schwingungen großer Amplituden, wenn sie einmal eingeleitet sind, bestehen; oder, daß ein System, wie Herr Barkhausen[1]) es treffend ausdrückt, gegen kleine Schwingungen stabil, gegen große labil sein kann.

i' ist immer nur der Wechselstrom, der bei der Schwingungserregung im Kapazitätskreise fließt. In Wirklichkeit wird die an ab auftretende Wechselspannung e auch einen Wechselstrom i_0' im Kreise w_0

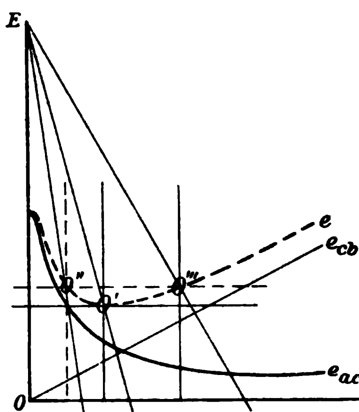


Fig. 19.

erzeugen. Die entsprechende Energie $\int i'_0{}^2 w_0\, dt$ muß natürlich auch von $\int e' i' dt$ geliefert werden. Somit muß beim Bestehen der Schwingungen allgemein statt $\int e' i' dt = 0$ gelten

$$\int_0^T e' i' dt = \int_0^T i'_0{}^2 w_0\, dt. \tag{18}$$

Durch sehr großes L_0 und w_0 kann man aber i'_0 beliebig klein machen, dann geht alle in ab produzierte Energie in die Schwingungen und man hat keine Verluste in w_0.[2]) Wenn w_0 groß ist, muß natürlich E entsprechend größer gewählt werden, um die gleiche Betriebsstromstärke i_g festzuhalten. So ergibt sich:

Je kleiner der Anteil des Wechselstromes ist, der durch

1) H. Barkhausen, l. c. § 27 u. 28.

2) Vgl. H. Barkhausen, l. c. § 29.

Kreis 0 fließt, desto mehr Schwingungsenergie wird unter sonst gleichen Umständen aus *ab* zur Verfügung gestellt.

Die Betrachtungen sind bisher für einen Lichtbogen durchgeführt. Sie lassen sich ohne weiteres auf beliebige andere Leiter mit fallender Charakteristik übertragen. Als Leiter, die im so festgelegten Sinne Schwingungen erregen können, ist außer den von mir diskutierten (vgl. § 3), von Herrn Rüdenberg und Herrn Barkhausen[1]) unabhängig die Hauptschlußdynamomaschine erkannt worden, die man in Zweig 1 einschaltet. Auch direkt durch eine Kapazität geschlossen liefert sie Schwingungen, wie man sich leicht überlegt. Ob deren Frequenz sich so steigern läßt, wie es für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie wünschenswert wäre, bleibt abzuwarten. Ein Unterbrecher ist gewissermaßen ebenfalls ein solcher Leiter, dessen Widerstand zwischen 0 (Kurzschluß) und ∞ (Unterbrechung) hin- und herpendelt. Läßt man diese Unterbrechungen vom Strome i' mit Hilfe eines Synchronmotors mit der Periode dieses Stromes so steuern, daß der Unterbrecher Kurzschluß macht, wenn i' aus der Kapazität herausfließt, Unterbrechung, wenn i' in die Kapazität hineinfließt, so erhält man auch hier selbsttätig Verstärkung der Schwingungen. Dieser Versuch stammt von Herrn Barkhausen[2]), der die ganze Anordnung „Resonanzunterbrecher" nennt. Auch hier ist die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, hochfrequente Schwingungen zu erhalten.

11. In § 10 war abgeleitet, daß eine einmal erregte Schwingung i' sich selbst verstärken muß, sobald $\int_0^T e' i' \, dt < 0$ ist, wenn wir der Einfachheit halber voraussetzen, daß durch großes L_0 oder w_0 ein Wechselstrom im Zweige 0 ausgeschlossen sei (vgl. § 10).

Die Frage erhebt sich: bis zu welcher Amplitude werden die Schwingungen anwachsen?

Als Antwort war schon § 10 ausgesprochen, daß die Schwingungen wachsen müssen, bis etwa bei irgendeiner Amplitude $J' \int_0^T e' i' \, dt = 0$ wird. Im Falle des Lichtbogens mit der Charakteristik $e = \frac{a}{i} + b$ kann man aus dieser allgemeinen Bedingung unter gewissen vereinfachenden Annahmen exakte Zusammenhänge ableiten, an denen man für die wirklich eintretenden Verhältnisse wichtige Schlüsse gewinnt.

1) H. Barkhausen, l. c. § 15; Rüdenberg, DRP. 179954.
2) H. Barkhausen, l. c. § 12.

Hier ist nämlich

$$e_{ao} = \frac{a}{i} + b; \quad e_{cb} = i\, w_2,$$

also
$$e_{ab} = e = \frac{a}{i} + b + i\, w_2$$

und
$$e_g = \frac{a}{i_g} + b + i_g\, w_2 .$$

Mit Rücksicht auf
$$e = e_g + e'$$
erhält man

$$e' = a\left(\frac{1}{i} - \frac{1}{i_g}\right) + i'\, w_2 = i'\, w_2 - \frac{a\, i'}{i_g\,(i_g + i')} . \qquad (19)$$

So wird

$$\int_0^T e'\, i'\, d\, t = \int_0^T i'^2\, w_2\, d\, t - \frac{a + \beta\, l}{i_g} \int_0^T \frac{i'^2}{i_g + i'}\, d\, t \qquad (20)$$

$\int_0^T i'^2 w_2 dt$ ist die in w_2 verbrauchte Energie,

$-\frac{(a + \beta\, l)}{i_g} \int_0^T \frac{i'^2}{i_g + i'}\, d\, t$ ist die vom Lichtbogen abgegebene.

Man erkennt: Die Energieabgabe aus dem Lichtbogen ist um so kleiner, je größer die Gleichstromstärke i_g des Lichtbogens genommen wird. Bei festgehaltenem i_g wächst die Energieabgabe mit dem Werte der Konstanten a, ferner bei demselben Lichtbogen mit der Bogenlänge. Dieses Resultat war qualitativ auch schon aus den Fig. 16—19 zu entnehmen.

Setzt man $i = J'\, cos\, \omega\, t$ ein, so ergibt die Integration

$$\int_0^T e'\, i'\, d\, t = -\, T \left\{ a\, i_g \left[\frac{1}{\sqrt{i_g^2 - J'^2}} - \frac{1}{i_g} \right] - \frac{J'^2 w_2}{2} \right\} . \qquad (21)$$

Damit die Schwingungen überhaupt möglich sind, muß

$$a\, i_g \left[\frac{1}{\sqrt{i_g^2 - J'^2}} - \frac{1}{i_g} \right] > \frac{J'^2\, w_2}{2} \qquad (22)$$

sein.

In Fig. 20 sind die für einige Beispiele berechneten Werte von $\int_0^T e'\, i'\, d\, t$ als Funktion der Amplitude J' eingetragen. Fig. 20 *a* gilt für $i_g = 5$ A. Die ausgezogenen Kurven gelten für den Fall, daß $\frac{w_2}{2} = 0{,}5\, \Theta$, die gestrichelten für $\frac{w_2}{2} = 0{,}3\, \Theta$. Fig. 20 *b* gilt für $i_g = 3$ A und $\frac{w_2}{2} = 0{,}5\, \Theta$.

Man sieht: Für $i_g = 5$ A und $\frac{w_2}{2} = 0{,}5\,\Theta$ erzielt man mit einem Lichtbogen, dessen Konstante $a = 40$ ist, für jede Amplitude J' negatives $\int_0^T e'\,i'\,dt$, d. h. die Schwingungen fangen von selbst an und

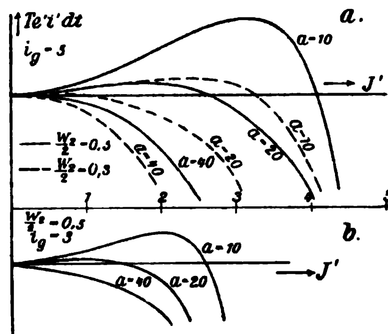


Fig. 20.

verstärken sich zu immer größeren Amplituden. Bei $a = 20$ und $a = 10$ erhält man in demselben Falle zuerst positives $\int_0^T e'\,i'\,dt$; die Schwingungen entstehen nicht von selbst; erst wenn die Amplitude einen bestimmten Betrag überschreitet, wird $\int_0^T e'\,i'\,dt$ negativ; d. h. wenn man Schwingungen von dieser kritischen Schwingungsamplitude einmal eingeleitet hat, bleiben sie bestehen und verstärken sich. Die kritische Schwingungsamplitude ist um so größer, je größer bei demselben i_g der Widerstand w_2, und je größer bei demselben w_2 das i_g ist. In Wirklichkeit weicht die Schwingungsform wegen des hyperbolischen Verlaufs der Charakteristik um so mehr von der einfachen harmonischen ab, je größer die Amplituden der Schwingung werden. Indes müssen qualitativ die soeben für den harmonischen Verlauf gewonnenen Schlüsse gültig bleiben.

Allgemein entnimmt man daher aus der Gl. 21: Die Schwingungen entstehen um so leichter, und es wird ihnen um so mehr Energie zugeführt, je größer $a = \alpha + \beta l$, je kleiner i_g und je kleiner w_2 ist.

Wie eine Vergrößerung von w_2 wirken die in dem Dielektrikum der Kapazität C_2 auftretenden hysteretischen Verluste, die nach neueren

Untersuchungen bei Verwendung von Leydener Flaschen recht beträchtlich sind.[1]) Ferner etwaige Wirbelströme, und vor allen Dingen die Ausstrahlung, die bei Anschluß einer Senderantenne für drahtlose Telegraphie ja gerade das Wesentliche ist. Man sieht so, daß kleines i_g und großes a die für die Ausstrahlung verfügbare Energie erhöht. Vergleicht man damit die Ergebnisse der § 8 angeführten Messungen von a, so versteht man exakt, worauf der von Poulsen empirisch gefundene Vorteil der Einbettung des Lichtbogens in Wasserstoff beruht. Man erkennt indes zugleich, daß ebenso der Abschluß der Luft vom Lichtbogen, ferner Kühlung der Elektroden, Verwendung von Metallichtbögen usw. außerordentliche Verbesserungen bringen muß, wovon das meiste schon in unseren ersten Arbeiten betont worden war (vgl. § 5). Endlich ist klar, daß eine Hintereinanderschaltung von mehreren Lichtbögen ebenfalls die erregbare Amplitude und damit die für die Schwingungen verfügbare Energie steigern muß (vgl. § 7 Gl. 10). Die Fig. 20 zeigt auch, daß die den Schwingungen zugeführte Energie rasch größer wird, wenn die Amplitude J' vergrößert wird. Unter sonst gleichen Umständen wird nun J' größer, wenn C_2 größer wird; daher müssen die Schwingungen unter sonst gleichen Umständen um so leichter entstehen, je größer C_2 gemacht wird.

Aus der Fig. 20 ergab sich, daß Schwingungen, die einmal eingeleitet sind, andauernd wachsen müssen. Eine Grenze dafür ist indessen dadurch gegeben, daß alsbald die Amplitude J' gleich und größer wird, wie i_g, so daß der Lichtbogen zeitweise völlig verlöscht.

Demnach würde man Schwingungen, bei denen der Lichtbogen nicht gleich 0 wird, dauernd nicht erhalten können.[2]) Das steht im Widerspruch mit der Erfahrung, wo man solche Schwingungen (sie seien Schwingungen erster Art genannt) oft und leicht beobachtet.[3]) Dieser Widerspruch wird sich aufklären, wenn die bisher vernachlässigten Erscheinungen der Lichtbogenhysteresis in Rechnung gesetzt werden.

Zuvor soll aber untersucht werden, wodurch die Schwingungen eine Grenzamplitude finden müssen, wenn sie in die Phase gelangen, in der i' größer als i_g wird, und der Lichtbogen zeitweise auslöscht. (Schwingungen zweiter Art.)

---

1) L. Adelmann und W. Hahnemann E. T. Z. 1907.
2) Vgl. Physik. Zeitschr. 7, 444, 1906.
3) Physik. Zeitschr. 7, 436, 1906.

Da die oben durchgeführten Rechnungen nur so lange gelten, als die Beziehung $ei = a + bi$ gültig bleibt, so muß für diesen Fall der Schwingungen zweiter Art eine besondere Betrachtung durchgeführt werden. Denn wenn i unter einen bestimmten Wert herunterkommt, versagt jene Beziehung, die Charakteristik biegt aus der Hyperbel $\frac{a}{i} + b$ heraus und lenkt mit dem Werte e_z in die e-Achse ein (vgl. Fig. 6). Sie folgt ihr bis über den Nullpunkt hinaus, um im dritten Quadranten den Verlauf für negativen Strom i zu wiederholen, den sie im ersten Quadranten für positiven hatte. (Fig. 21.) Nachdem $i = 0$ geworden ist, bleibt i' konstant $= i_g$, e'

Fig. 21.

nimmt von e_z an ab, bis zu dem Werte $\bar{S}$, den die Widerstandslinie bei ihrem maximalen Ausschlag abschneidet. Von da ab nimmt e' wieder zu, erreicht den Wert e_z der Zündspannung, der Leiter ab erhält wieder Strom und i' wird kleiner wie i_g. Der Schwingung wird, solange nicht e' negativ wird, auch in der zweiten Phase Energie zugeführt. Erst wenn e' negativ wird, fängt ab an, der Schwingung Energie zu entziehen und begrenzt so die Schwingungsamplitude. Bis $e' = 0$ wird, speichert die Schwingung gewissermaßen Energie auf, solange e' negativ ist, zehrt sie von diesem Vorrat. Man wird daher um so größere Amplituden J' und damit um so energiereichere Schwingungen erzielen, je größer der in der ersten Phase erworbene Energievorrat ist. Diesen vergrößern aber wieder alle oben diskutierten Umstände: großes $a = \alpha + \beta l$, d. h. Einbettung in Wasserstoff, große Bogenlänge oder Hintereinanderschaltung mehrerer Lichtbögen, Luftabschluß, Metallelektroden, Kühlung etc. Ferner wird

hier wichtig die Höhe des Zündpotentials e_x, und alle Umstände, welche e_x erhöhen, steigern auch unter sonst gleichen Umständen die Amplitude J' und die den Schwingungen zugeführte Energie. Denn je höher e_x ist, desto höherwertige Leistungshyperbeln werden unter sonst gleichen Umständen in der ersten Phase auf dem Weg über e_x berührt.

Ein weiteres neues Moment kommt aber bei diesen Schwingungen zweiter Art dadurch hinzu, daß der Strom i zeitweise 0 wird. Dadurch wird Form und Frequenz der Schwingungen so verändert, daß ein völlig anderes Phänomen vorhanden zu sein scheint. Bei den Schwingungen erster Art müssen nahezu sinusförmige Ströme von der Eigenperiode des $L_2 C_2 w_2$-Systems auftreten, um so mehr, je kleiner die Amplitude J' ist. Hier dagegen bleibt die Schwingungszahl dieses Systems nur für die erste Phase des Vorganges bestimmend, solange i noch nicht 0 geworden ist. Sobald $i = 0$ geworden ist, wird die Entladeschwingung des Kapazitätszweiges gezwungen, sich allein auf dem Zweige 0 zu vollziehen; die negativ geladene Kapazität arbeitet nicht mehr auf den Lichtbogenzweig, sondern auf den schwerfälligen Kreis mit den Konstanten $L_0 + L_2$, w_0, und zwar addiert sich dann ihre Spannung zu der elektromotorischen Kraft E. Die Ladeströmung der Kapazität befolgt jetzt ein ganz anderes Zeitgesetz, wie die Schwingung, die nach der Zündung des Lichtbogens bis zu seinem Verlöschen besteht. Ist z. B. L_0 sehr groß, so fließt in Zweig 0 während des ganzen Vorganges der konstante Strom i_g, die Ladung der Kapazität vollzieht sich nach dem Gesetz $\frac{i_g}{C_2} t$, d. h. der Zeit proportional, um so langsamer, je größer C_2 und je kleiner i_g ist.[1]) So ist die Dauer der Stromunterbrechung C_2 direkt, i_g umgekehrt proportional. Ferner dauert die Unterbrechung um so länger, je höher das Zündpotential e_x liegt. Denn um so längere Zeit erfordert es, bis C_2 wieder auf diesen Wert aufgeladen ist. Endlich müssen die Unterbrechungen um so länger dauern, je größer die Amplitude J' ist; denn um so tiefer wird die Spannung, von der aus die Aufladung wieder beginnen muß. (Vergl. Fig. 21 die Schnittpunkte $\overline{S_1}$ und $\overline{S_2}$.) D. h. aber mit Rücksicht auf die oben diskutierten Einflüsse, die J' vergrößern: Die Unterbrechung dauert um so länger, d. h. die Frequenz wird um so niedriger, je kleiner i_g, je größer α, je größer die Bogenlänge l und je größer e_x ist.

1) Vgl. H. Barkhausen, l. c. § 37.

Man sieht, daß sich die Schnittpunkte S bei den Schwingungen zweiter Art um so länger auf dem mit der e-Achse zusammenfallenden Aste der Schwingungscharakteristik aufhalten, je länger die Unterbrechungszeiten sind. Somit wird diese Phase des Vorganges mit zunehmender Unterbrechungszeit mehr und mehr entscheidend für die Energiebilanz. In ihr wird dem Kapazitätskreis langsam Energie aus dem Gleichstromkreise zugeführt, die nach der Zündung in die Schwingungen geht. Wird die Lichtbogenhysterese beachtet, so wird auch bei den Schwingungen erster Art diese „Zündphase" um so bedeutsamer, je größer die Amplitude der Schwingung wird, und je mehr deshalb die Charakteristik von der elliptischen Form der Fig. 12 in die Form der Fig. 13 deformiert erscheint. Je mehr das geschieht, desto verwandter werden, wie das in den Aufnahmen Fig. 32 sehr schön zu erkennen ist, auch in bezug auf die Schwingungsform die Schwingungen erster Art denen der zweiten.

In Fig. 22 ist der Einfluß der Bogenlänge, in Fig. 23 der Einfluß von i_g und in Fig. 24[1]) der Einfluß von α (Einbettung in Wasserstoff) auf die Frequenz oszillographisch aufgenommen. Indessen bringen diese Aufnahmen die entsprechenden Einflüsse nicht rein zur Geltung, da sich keine der fraglichen Größen allein ändern läßt, ohne daß

1) Nach einer Aufnahme von Herrn Ament.



Fig. 22.

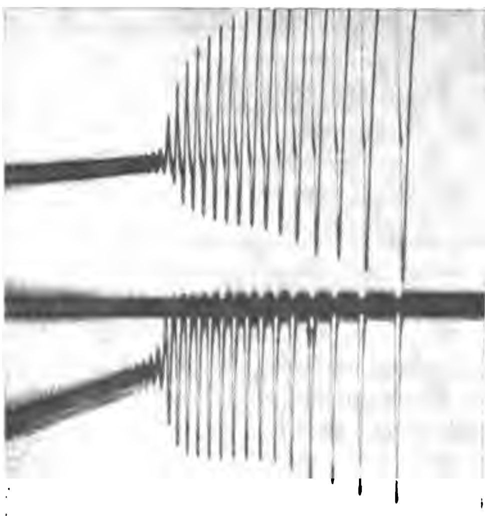
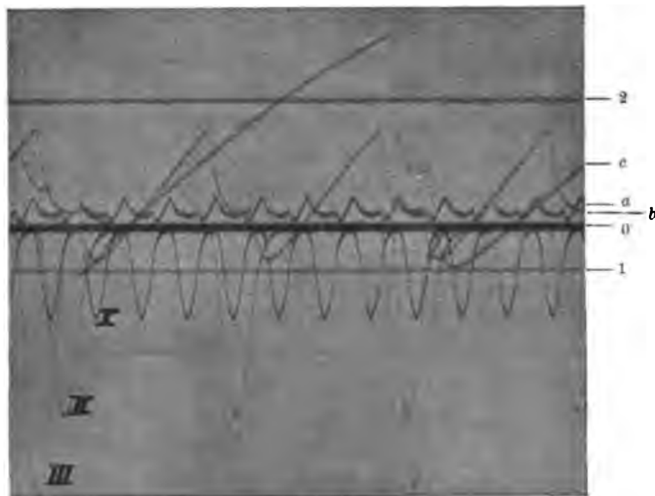


Fig. 23.

gleichzeitig die Änderung eines zweiten Faktors die Folge ist. Z. B. vergrößert sich zugleich mit der Bogenlänge (Fig. 22) das Zündpotential e_z (und infolgedessen die Amplitude J'); die Änderung der Frequenz tritt auf dieser Aufnahme nicht sehr deutlich hervor. Durch Verkleinerung von i_g (Fig. 23) wird gleichzeitig die Amplitude J' vergrößert und das Zündpotential e_z erhöht; hier ist die Änderung der Frequenz sehr bemerkbar. Durch Zusatz von Wasserstoff (Fig. 24)



1. Eichkurve des Stromes = 2 A.
2. Eichkurve der Spannung = 464 V.
a) Lichtbogenspannung, I Stromstärke in Luft.
b) „ II „ in Leuchtgas.
c) „ III „ „ „ mit Magnet.

Fig. 24.

wird nicht nur J' vergrößert, sondern in sehr beträchtlichem Grade auch das Zündpotential e_z verändert; die Änderung der Frequenz ist hier sehr beträchtlich. Zum größten Teile sind diese Komplikationen die Folge der in den bisherigen Diskussionen vernachlässigten Lichtbogenhysteresis, worauf im folgenden Kapitel eingegangen wird.

Übereinstimmend mit den theoretischen Überlegungen bestätigen die Versuche der Fig. 22, 23 und 24, daß alle Mittel, welche die den Schwingungen zweiter Art zugeführte Energie vermehren, gleichzeitig ihre Frequenz vermindern.[1] Es wird

1) Vgl. H. Barkhausen, l. c. § 41.

sich zeigen, daß der erste Einfluß den letzteren meist weit überwiegt, zumal wenn man die Schwingungen benutzt, die auf der Grenze zwischen der ersten und zweiten Art stehen. Daher läßt sich durch jene mehrfach genannten Hilfsmittel dennoch die Energie steigern, die man als Schwingungen einer bestimmten Frequenz durch den Lichtbogen übertragen kann.

12. Die bisherigen Überlegungen geben keine Rechenschaft von folgenden Beobachtungen:

a) Man erhält entgegen den Folgerungen des § 11 praktisch leicht und oft die Schwingungen erster Art.

b) Die Frequenz derselben kann nicht über einen bestimmten, im übrigen von den Versuchsbedingungen abhängigen Betrag gesteigert werden. (Vergl. § 2.)

c) Wenn man bei den Schwingungen zweiter Art durch irgendeinen der § 11 diskutierten Einflüsse die Unterbrechungszeiten vergrößert, so wächst die Zündspannung e_x, wie das bei Fig. 22, 23 und 24 bemerkt wurde. Namentlich die Erhöhung der Zündspannung mit kleiner werdendem i_g ist nach den bisherigen Überlegungen nicht verständlich.

d) Es tritt häufig noch eine dritte Form von Schwingungen auf, eine Folge von gedämpften Funkenentladungen der gewöhnlich benutzten Art (Partialentladungen) (vgl. § 4), indem die am Lichtbogen bei genügend großer Amplitude von J' auftretende negative Spannung ihn im umgekehrten Sinne zündet. Dann entladet sich die Kapazität C_2 vom Zündpotential aus mit einem gedämpften Wechselstrom durch den Lichtbogen.

Die Erklärung solcher und ähnlicher Komplikationen ergibt sich, wenn man nun die § 10 diskutierten Erscheinungen der Lichtbogenhysteresis in Rechnung setzt. Sie bewirken, daß für die behandelten Schwingungsvorgänge am Lichtbogen Charakteristiken in Frage kommen, die sich von den statischen in der § 10 erörterten, durch die Schwingungen selbst „gesteuerten" Weise unterscheiden. Als Beispiel dafür, wie sich die Hysteresis bei den Lichtbogenschwingungen äußert, dienen die Fig. 25 nach der oszillographischen Aufnahme Fig. 26 gezeichneten Kurven. Wäre keine Hysteresis vorhanden, so müßte bei der Rückschwingung die Kurve der Spannung über einen eben so hohen Wert hinweg wie bei der „Zündung". In Wirklichkeit nimmt sie einen

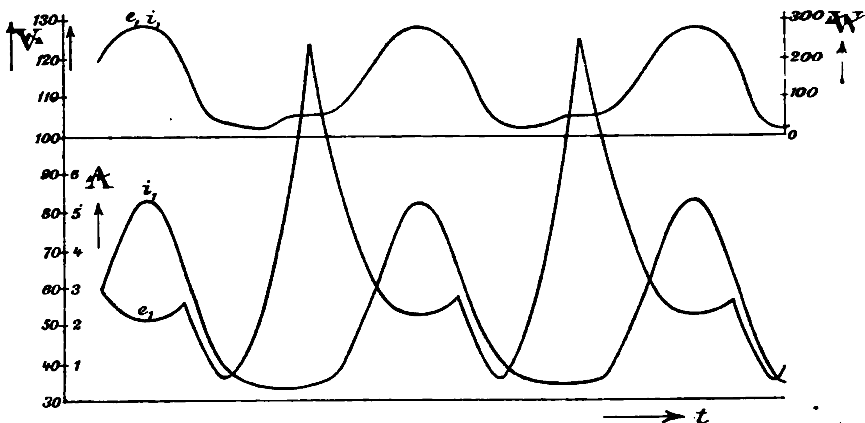


Fig. 25.

viel tiefer liegenden Weg. Das kommt in der Fig. 27 gezeichneten Charakteristik durch Auftreten der Hysteresisschleife zum Ausdruck, die ganz mit den Fig. 13 aus der Theorie konstruierten übereinstimmt.

An Stelle der in § 11 benutzten Schwingungscharakteristik I

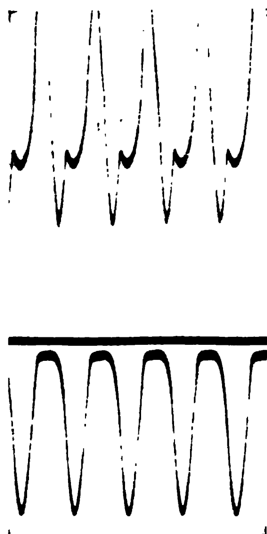


Fig. 26.

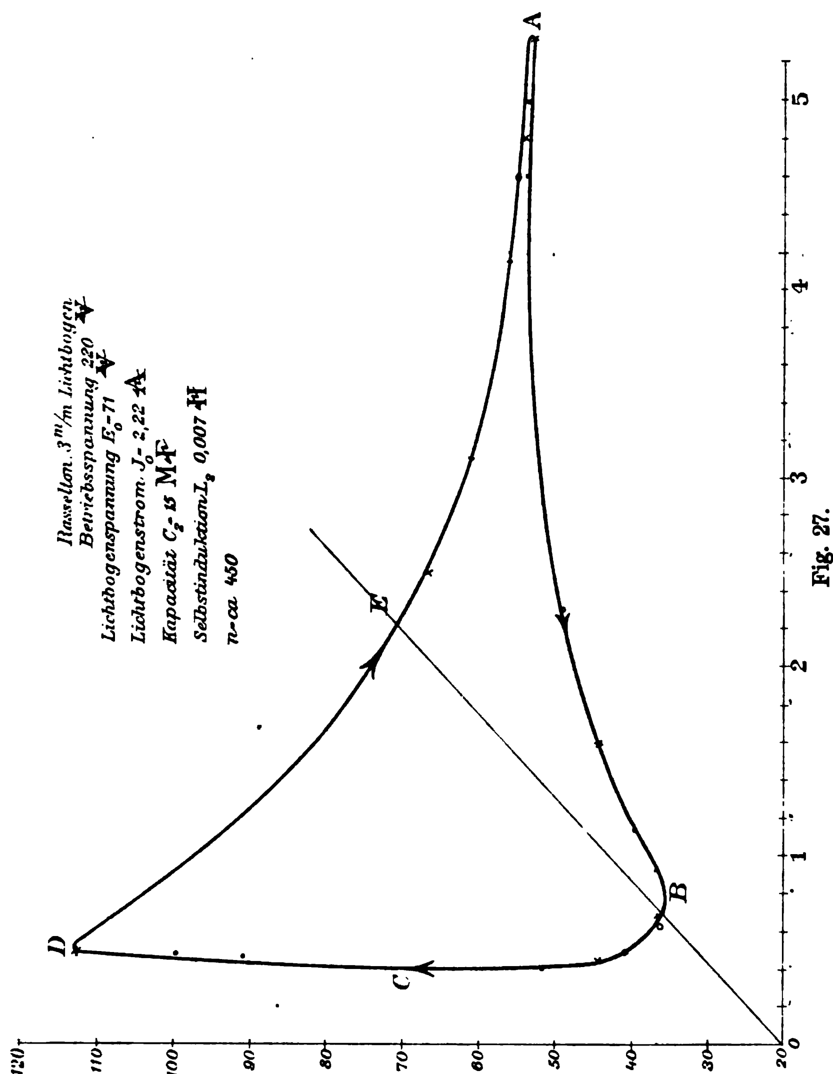


Fig. 27.

(Fig. 28) ist jetzt eine Schleife II zu setzen, die bei kleinen Schwingungsamplituden von elliptischer Form ist, nach Fig. 12. Bei größeren verläuft sie wie in Fig 28. Fig. 29 soll noch den Einfluß von w_0 bei dem Vorgang illustrieren. Man sieht, daß bei steilerer Lage der Widerstandslinie ($E_1\,0'$) die Punkte S kürzere Zeit in dem Quadranten

III des Energieverbrauches bleiben, wie bei geneigterer Lage ($E_3\,0'$). Das bestätigt wieder, daß man um so mehr Energie in die Schwingungen bekommt, je größer der Vorschaltwiderstand w_0 ist. Besser erreicht man dasselbe durch großes L_0.

Die Quadranten, in denen die Schleife verläuft, zeigen hier in gleicher Weise die Energielieferung aus dem Leiter ab an, und man kann wiederum leicht übersehen, wie irgendwelche Abänderungen der Versuchsbedingungen, z. B. Veränderung von w_2 und i_g wirken. In dieser

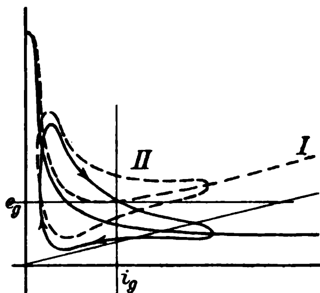


Fig. 28.

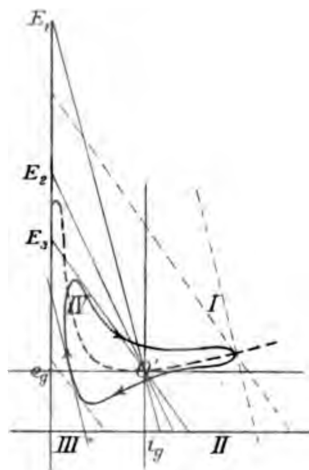


Fig. 29.

Beziehung bleibt alles, wie an der statischen Charakteristik § 11 gefunden wurde. Die Hysteresis aber schiebt, wie man erkennt, bei wachsender Schwingungsamplitude in wachsendem Maße gerade die Äste der Schleife in die Quadranten des Energieverbrauches I und III, in denen die Schwingung am längsten verweilt. Also muß sich bald eine Grenzamplitude einstellen, die im übrigen von i_g, w_2 und vor allem von der Frequenz abhängt. Denn steigende Frequenz vergrößert, wie in Fig. 12 illustriert, die Hysteresis mehr und mehr, und dreht die Schleife schließlich völlig in die Quadranten I und III des Energieverbrauchs. Je höher nämlich die Frequenz ist, desto weniger Zeit bleibt den Elektroden und der Gasstrecke, sich den wechselnden Strombedingungen mit ihren Temperatur- und Ionisationsverhältnissen anzupassen. So vollzieht sich in wachsendem Maße die Entladung so, daß der einmal

gebildete negative Krater nach Temperatur und Fläche, das Lichtbogengas nach seinem Ionisationsgrad unverändert bleibt.

Sowohl die unter *a* hervorgehobene Beschränkung der Amplitude wie die unter *b* hervorgehobene Beschränkung der Frequenz haben so aus der Theorie der Lichtbogenhysteresis ihre exakte Erklärung gefunden. Im übrigen bleiben die an den statischen Kurven gewonnenen Ergebnisse gültig, insofern ja die statische Charakteristik auch für die dynamischen bestimmend ist: Unter sonst gleichen Umständen muß man um so größere Schwingungsamplituden erhalten, je größer die Steilheit der statischen Charakteristik für den Strom i_g ist. Da die Steilheit nach § 9 durch $-\frac{a}{i_g^2}$ gemessen wird, so bleibt für die Schwingungen erster Art auch bei Berücksichtigung der Hysteresis gültig: Bei einer festgehaltenen Frequenz steigert man die den Schwingungen zugeführte Energie durch Luftabschluß, durch Einbettung des Lichtbogens in Wasserstoff, durch Kühlung, durch Verwendung von Metallelektroden, durch Vergrößerung der Bogenlänge oder Verwendung mehrerer hintereinander geschalteter Lichtbögen, durch Verringerung von w_2, durch Verkleinerung von i_g, durch Vergrößerung von C_2, durch Vergrößerung von L_0. Dabei ist bei den Schwingungen erster Art die Frequenz im wesentlichen nur von den Konstanten $w_2\, L_2\, C_2$ des Schwingungskreises nach der Formel $n = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_2 C_2}}$ abhängig (vorausgesetzt, daß L_0 sehr groß ist). Oberhalb eines gewissen, wesentlich durch w_2 bestimmten Wertes von i_g entstehen keine Schwingungen mehr. Andererseits müssen alle die genannten Hilfsmittel die Grenze der erreichbaren Schwingungszahlen zurückschieben. Ganz hochfrequente Schwingungen wird man z. B. nur mit Metallelektroden in Wasserstoff und dergl. erhalten können. Mit Kohle in Luft kommt man nicht über rund 100000 hinaus, bei Luftabschluß und noch besser bei Wasserstoffeinbettung gelangt man leicht in das Gebiet der von der drahtlosen Telegraphie gewünschten Frequenzen. Ebenso ist es bei Verwendung von vielen hintereinandergeschalteten Lichtbögen in Luft, ein Hilfsmittel, das die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, in Kombination mit Anodenkühlung und unsymmetrischem Lichtbogen, auf meinen Rat hin mit gutem Erfolg als Ersatz für die Poulsen sche Wasserstoffeinbettung verwendet.[1]

1) Vgl. E.T.Z. 28, 317, 1907, Nachschrift; W. Hahnemann, E.T.Z., 27, 1089, 1906.

Durch alle die genannten Mittel wird gleichzeitig auch die Hysteresis beeinflußt. Nach § 9 wächst sie mit zunehmender Wärmekapazität der Lichtbogenumgebung und nimmt mit zunehmender Wärmeleitung derselben ab. So muß z. B. Kühlung der Elektroden die erreichbare Frequenz der Schwingungen auch dadurch steigern, daß sie die Hysteresis vermindert. Ebenso muß Wasserstoffeinbettung und in ganz erhöhtem Maße die Verwendung von Metallelektroden wirken.

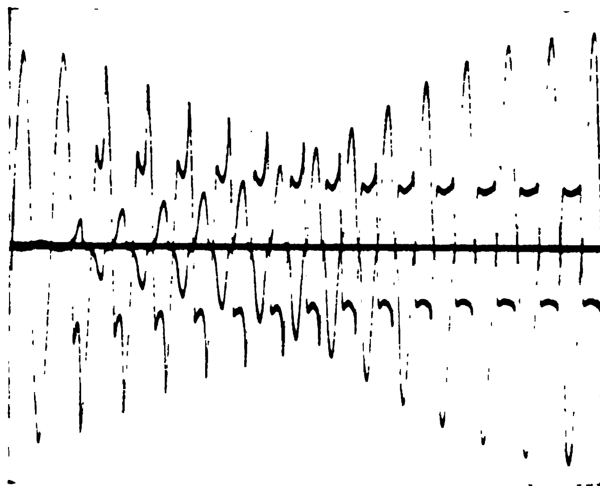


Fig. 30.

Um die in Fig. 23 bemerkte, mit Punkt c hervorgehobene Erhöhung der Zündspannung bei abnehmender Betriebsstromstärke i_g aus der Lichtbogenhysteresis zu verstehen, seien in Fig. 30 und 31 die an einem Wechselstromlichtbogen bei variiertem Vorschaltwiderstand erhaltenen Kurven und Charakteristiken wiederholt.

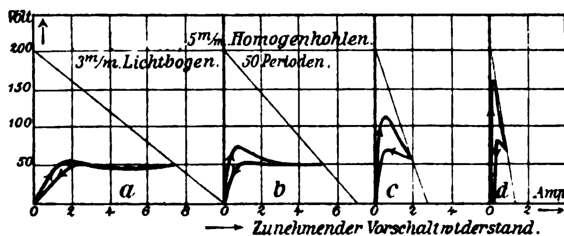


Fig. 31.

Man sieht, wie mit abnehmender Maximalstromstärke des Wechselstromes die Kurven höher und höher rücken, so daß eine immer höhere Zündspannung maßgebend wird, je kleinere maximale Stromwerte bei der Schwingung erreicht waren. Je größer nämlich der erreichte Maximalstrom ist, desto größer ist das am negativen Krater gebildete *TF* und die Ionisation der Lichtbogengase, und desto länger hält beides bei der Stromabnahme vor. Etwas Analoges findet bei Schwingungen, wie in Fig. 23, statt: Je kleiner die Betriebsstromstärke i, desto mehr rückt der Schwerpunkt i_g der Schwingung zu kleinerem Stromwerte, desto kleiner also wird der erreichte Maximalwert $i_g + J'$ des Lichtbogenstromes: die Zündspannung steigt. Damit wird die den Schwingungen zugeführte Energie größer und man erhält schließlich mit kleiner werdendem i_g die Schwingungen zweiter Art mit vollständiger Stromunterbrechung. Während der Unterbrechung kühlt sich die negative Elektrode ab, und die Ionisation des Bogens verschwindet; die Neuzündung findet darum einen um so kleineren und kühleren negativen Krater und um so schlechter leitendes Lichtbogengas vor, erfordert also um so höhere Zündspannung, je länger die Unterbrechung dauerte. Schließlich steigt die erforderte Zündspannung so hoch, daß mit der Spannung E keine Neuzündung mehr erfolgen kann, der Lichtbogen erlischt (vergl. Fig. 30 und 23).

Zusammengefaßt bringt die Lichtbogenhysteresis für die Schwingungen erster Art als wesentlich die Beschränkung der erreichbaren Amplitude und Frequenz hinzu; für die Schwingungen zweiter Art die starke Abhängigkeit der Zündspannung e_x von der Frequenz und dadurch eine mit der Schwingungsamplitude sehr rasch erfolgende Steigerung der Schwingungsenergie, sowie eine ungemein empfindliche Abhängigkeit der Frequenz von den Betriebsbedingungen. Infolgedessen ist bei den Schwingungen zweiter Art die Frequenz schwer konstant zu halten. Nur die an der Grenze der Schwingungen erster Art stehenden Schwingungen zweiter Art mit Unterbrechungszeiten von der Größenordnung der halben Schwingungsperiode dürften daher brauchbare Resultate bei Resonanzversuchen ergeben. Andererseits ist die zweite Art wegen des hohen Zündpotentials imstande, auch höheren Frequenzen genügende Energie zu erteilen.[1])

Herr Blondel[2]), der sich namentlich mit dem Studium der zweiten unterbrochenen Form beschäftigt hat, und durch oszillographische Auf-

1) Vgl. H. Barkhausen, l. c. § 41.
2) A. Blondel, l'Éclairage électrique 44, 81, 1905.

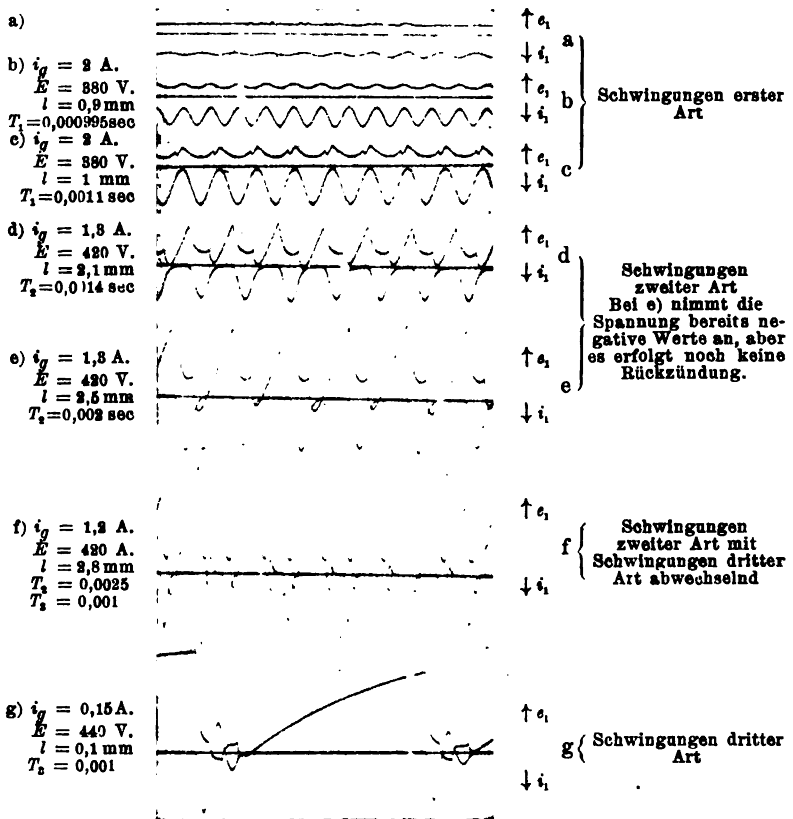


Fig. 32.

In allen Fällen war $C_2 = 14{,}03\ MF$ und $L_2 = 0{,}023\ H$. L_0 ziemlich groß. a) b) c) sind Schwingungen erster Art. Die größere Amplitude von c) ist durch seine geringe Steigerung der Bogenlänge l erreicht. d) und e) sind Schwingungen zweiter Art. i_g ist wesentlich kleiner wie bei b) und c), und außerdem ist die Bogenlänge l größer. Die geringe Steigerung der Bogenlänge in e) bewirkt größere Unterbrechungszeiten, höhere Zündspannungen und größere Amplituden, e_1 wird hier schon negativ. In f) wird durch Abnahme von i_g und weitere Steigerung von l ein Zustand geschaffen, bei dem gelegentlich schon Rückzündung erfolgt. In g) ist durch sehr kleines i_g die Schwingung dritter Art erreicht. l muß sehr klein sein, sonst vermag die zur Verfügung stehende Spannung E nicht die Zündung zu bewirken.

Die daraus ermittelten Schwingungszeiten T_1 werden, wie es die Theorie verlangt, von a) bis f) größer. Die Schwingungszeit T_3 der Oszillation b) und g) stimmt mit der Schwingungszeit der Schwingungen erster Art in b) innerhalb der Fehlergrenzen überein.

nahmen wertvolles Material beigebracht hat, meint, in ihr ein prinzipiell anderes Phänomen sehen zu sollen, als in der ersten Form des „reinen“ Duddellphänomens. Demgegenüber ist zu betonen, daß wir schon 1903 die unterbrochene Form beschrieben haben (vgl. § 4), und daß außerdem die beiden Formen prinzipiell völlig identisch und nur quantitativ unterschiedene Darbietungen des gleichen Grundphänomens sind.[1]) Daß sie ganz kontinuierlich ineinander übergeführt werden können, zeigen die Aufnahmen der Fig. 32, wo auch der weitere Übergang in die dritte Form der Partialentladungen zu ersehen ist. Diese Aufnahmen sind einer auf meine Veranlassung von Herrn H. Ament durchgeführten Untersuchungsreihe mit langsamen Schwingungen am Kohle-Kupferlichtbogen entnommen und bestätigen das Gesagte nach jeder Richtung.

Auch das Auftreten der unter *d*) hervorgehobenen dritten Form von Schwingungen, der Partialentladungen, erklärt sich durch die Lichtbogenhysteresis sogleich. Nach den früheren Betrachtungen, die derselben keine Rechnung trugen, konnte eine Rückzündung des Lichtbogens nie eintreten. Denn der höchste negative Wert, den e günstigsten Falles annehmen kann, ist durch die Zündspannung e_z wie folgt begrenzt: Von der Zündspannung aus sucht sich die Kapazität auf den Wert e_g zu entladen. Und zwar bei den betrachteten Verhältnissen oszillatorisch. Sie kann dabei eine negative Spannung erreichen, die höchstens ebensoviel unterhalb e_g liegt, wie e_z oberhalb, wie das in Fig. 21 durch den Schnittpunkt $\bar{S}_2$ auf der negativen e-Achse angedeutet ist. Die negative Zündspannung $-e_z$ könnte so niemals erreicht werden.[2])

1) Vgl. Blondel E.T.Z. 28, 803, 1907 und Erwiderung ebenda S. 804.
2) Vgl. H. Barkhausen, l. c. § 37.

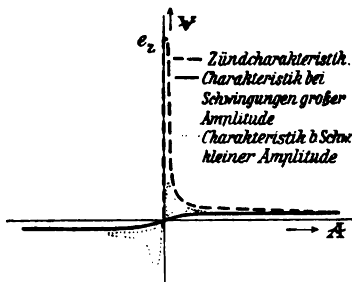


Fig. 33.

Bei Berücksichtigung der Lichtbogenhysteresis gilt nur für die Zündung eine Charakteristik wie in Fig. 21 (in Fig. 33 gestrichelt); von da ab eine Charakteristik mit viel tieferen Spannungswerten, wie in Fig. 33 ausgezogen angedeutet ist.

Darum entfällt unter gewissen Umständen die Sperrwirkung des Lichtbogens, die für die Schwingungen zweiter Art charakteristisch war, und schon relativ niedrige negative Spannungen sind imstande, die Entladeströmung auch mit umgekehrter Stromrichtung vollständig durch den Lichtbogen zu leiten. Aber auch die nun folgende Neuzündung vollzieht sich auf der tiefliegenden Charakteristik; denn bei den hohen Frequenzen der Entladungsoszillation behält der Krater die hohe Temperatur, und behält die Gasstrecke die hohe Ionisation in jeder folgenden Halbperiode zum größten Teile bei, die sie in der vorausgehenden empfangen hatten. Kurz, die ausgezogene Charakteristik der Fig. 33 gilt für den Ablauf fast der ganzen oszillatorischen Entladung. Sie vollzieht sich mit Spannungswerten am Lichtbogen, deren Größenordnung zwischen 10 und 50 V beträgt, während die Zündcharakteristik über Zündspannungen e_z führt, deren Größenordnung nach Tausenden von V gemessen wird, falls wirklich vom völlig kalten und entionisierten Zustand aus gezündet wird. Nimmt bei kleiner werdender Amplitude der gedämpften Entladeschwingung der erreichte Maximalwert der Stromstärke ab, so tritt das mit Fig. 30 u. 31 veranschaulichte Phänomen ein; die Zündspannungen wachsen, bis schließlich die noch vorhandene Kapazitätsspannung nicht mehr zur Neuzündung ausreicht und der Lichtbogen erlischt. Die Sperrwirkung des Lichtbogens, die bei den Schwingungen zweiter Art schon nach einer Halbperiode wirkte, wirkt hier erst nach einer größeren Anzahl von Perioden. Man sieht so den Grund ein, warum sich eine Leydener Flasche durch einen Funken nicht vollständig entladen kann.

Ist nach Ablauf der Oszillation der Lichtbogen erloschen, so ladet sich, wie bei den Schwingungen erster Art, die Kapazität aus E auf, nach dem bekannten Exponentialgesetz, bis die statische Zündspannung wieder erreicht ist, und eine neue Oszillation eingeleitet wird. Der Vorgang ist in Fig. 32 g genau zu verfolgen.

Bei der langsamen Aufladung der Kapazität auf dem im Quadranten IV liegenden Aste der Schwingungscharakteristik wird die für die Entladeschwingung nötige Energie aus E zugeführt, alle übrigen Phasen des Vorganges vollziehen sich auf Ästen der Charakteristik, die wesentlich in den Quadranten des Energieverbrauchs liegen. In dieser Hinsicht stehen diese Schwingungen dritter Art den Schwing-

ungen zweiter Art nahe, wo ebenfalls der Aufladeprozeß wesentlich die Energie für die Schwingung liefert. (Vergl. S. 51.)

Man erkennt jetzt sofort, welche Bedingungen erfüllt sein müssen, damit die Schwingungen dritter Art entstehen: Die Zündspannung e_z muß recht hoch liegen; die Betriebsspannung e_g bei möglichst kleinem i_g möglichst tief, damit große negative Spannung am Lichtbogen auftritt. Dieser muß so große Hysteresis haben, daß jene negative Spannung rückzünden kann. Das wird um so eher der Fall sein, je höher die Frequenz ist, und je größer dabei C_2 gemacht wird. Denn die Hysteresis wächst mit zunehmender Frequenz; und unter sonst gleichen Umständen bedingt großes C_2 eine große Stromamplitude der Schwingungen. Durch große Stromamplitude wird aber die Charakteristik auf tiefere Spannungswerte herabgedrückt.

Geht man von den Schwingungen dritter Art aus und verkleinert C_2, so wird die Schwingungsamplitude kleiner werden, und die Charakteristik rückt zu höheren Spannungswerten. Die Sperrwirkung des Lichtbogens tritt nach immer weniger Perioden der Schwingungen auf und schließlich schon nach der ersten Halbperiode. Dann gehen die Schwingungen dritter in die zweiter Art über. Dieser Übergang ist in der Fig. 32 f schön zu sehen, wo die Schwingungen zweiter und dritter Art miteinander abwechseln. Jeder Umstand, der diese Sperrwirkung vergrößert, befördert das Entstehen der Schwingungen zweiter Art und erschwert die Schwingungen dritter Art. Das ist z. B. die Wirkung aller im richtigen Sinne unsymmetrischen Lichtbögen, wie sie in § 4 erwähnt wurden; z. B. Metall-Kohle-Kombinationen, bei denen das Metall die Anode ist, Anodenkühlung, Quecksilber-Eisenlichtbogen, wobei Eisen Anode ist. Aber auch das Lichtbogengas ist nicht unbeteiligt. Am Kohlelichtbogen in Luft haben wir direkt eine Unsymmetrie im schädlichen Sinne, weil das große Anodengefälle den mächtigen Anodenkrater ausbildet, der bei Stromumkehr Kathode wird und eine Rückzündung geradezu begünstigt. Durch Luftabschluß und durch Einbettung in Wasserstoff usw. wird eine andere Potentialverteilung erreicht, und die schädliche Unsymmetrie des Luftbogens kompensiert oder gar in eine günstige verwandelt.

Ferner muß sich die Sperrwirkung des Lichtbogens um so schneller einstellen, je stärker gedämpft die Oszillation ist, sei es durch großes w_2 oder durch Ausstrahlung von Energie aus einer gekoppelten Antenne.[1] Durch Verkleinerung von C_2 wird jedoch

1) Vgl. H. Barkhausen, l. c. § 37.

gleichzeitig erreicht, daß die Aufladung sich schneller vollzieht, wie das ebenso durch Vergrößerung von i_g, d. h. Verkleinerung von w_0 bewirkt wird. Dann kann es geschehen, daß die Aufladung noch einen heißen Zündkrater und ionisiertes Gas vorfindet, und somit e_x mehr und mehr herabgedrückt erscheint. Erfolgt diese Verminderung von e_x schneller als die gleichzeitig eintretende Vergrößerung der Sperrwirkung des Lichtbogens, so werden die Schwingungen immer unwirksamer und verlöschen ganz. Es bleibt einfach ein Lichtbogen von der Stromstärke i_g übrig (Inaktivwerden der Funkenstrecken). Es tritt ein bei großem i_g und relativ hoher Frequenz, sonst müßte man durch jene Veränderungen Schwingungen zweiter oder erster Art erhalten. Auch dann muß das Inaktivwerden leicht erfolgen, wenn schon bei ziemlich niedrigen Werten von i_g die Schwingungscharakteristik in den Quadranten I umbiegt, wenn also die Konstante a des Lichtbogens sehr groß ist (vgl. Fig. 19). So ist es bei den Metallen, darum ist früher an ihnen nur der Übergang von den Schwingungen dritter Art zum Inaktivwerden beobachtet worden. Schwingungen zweiter Art erfordern bei ihnen sehr hohe Betriebsspannungen, die meist nicht zur Verfügung stehen. Indes kann man dafür Ersatz schaffen durch sehr große Selbstinduktion L_0, wie Herr Barkhausen gezeigt hat.[1]) Er hat so auch mit Metallfunkenstrecken Schwingungen zweiter Art erhalten.

Daß die Theorie der Lichtbogenhysteresis in dem Falle der Schwingungen dritter Art auch in der viel diskutierten Frage des Funkenwiderstandes manche Antwort bereit hat und Folgerungen liefert, die mit den Erfahrungen übereinstimmen, mag hier nur angedeutet werden.

13. Herr Poulsen verwendet außer den genannten Hilfsmitteln zur Steigerung der Schwingungsenergie einen Magneten, der senkrecht zur Stromrichtung des Lichtbogens wirkt. Über die Wirkungsweise dieses Magneten haben sich mehrere Autoren geäußert, doch hat, wie mir scheint, keiner dieselbe genügend scharf erkannt, abgesehen davon, daß auch direkte Irrtümer untergelaufen sind. Nach unseren Untersuchungen muß der Magnet teils einen schädlichen und teils einen günstigen Einfluß haben, die sich überlagern, und sich bei den Schwingungen erster Art so ziemlich ausgleichen dürften. In dem Maße, als sich die Schwingungen erster Art denen zweiter Art nähern, gewinnt die günstige Wirkung die Überhand, und bei den

1) H. Barkhausen, l. c. § 38.

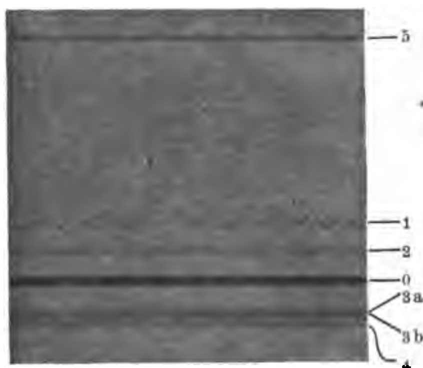
Schwingungen zweiter Art vermehrt die Anwendung des Magnetfeldes in außerordentlicher Weise die den Schwingungen zugeführte Energie. Freilich zum Teil auf Kosten der Frequenz, wie Fig. 24 zeigt. In ihr sind nach einer Aufnahme des Herrn Ament die Strom- und Spannungskurven am schwingenden Kohle-Kupferlichtbogen unter sonst gleichen Bedingungen aufgenommen,

a) in Luft, b) in Wasserstoff, c) in Wasserstoff mit Magnetfeld.

Wie der Magnet auf den Lichtbogen, abgesehen von den Schwingungen, wirkt, ist aus Fig. 34 zu erkennen, die an einem durch eine große Selbstinduktion L_0 gespeisten Lichtbogen ohne Schwingungskreis aufgenommen wurde, als ein Magnetfeld auf ihn wirkte. Man sieht, es treten bei völlig konstantem Strome beträchtliche periodische Spannungsschwankungen auf. Der Magnet bläst die Ionen aus dem Felde und zieht so die leitende Strombahn zu einem langen Bogen aus von wachsendem Widerstand, bis der direkte Weg zwischen den Elektrodenenden schließlich wieder der leichter gangbare für die Entladung wird, und dort eine neue Strombahn gebildet wird. Der Vorgang ist ähnlich wie bei einer Entladung am Hörnerblitzableiter. Dabei wird die Weißglut des negativen Kraters und der dadurch bedingte Austritt von Elektronen nicht modifiziert, denn die Stromstärke bleibt ja konstant. Dieser intermittierende Vorgang lagert sich übrigens, wie auf Fig. 24 zu erkennen ist, bei starkem Magnetfeld gelegentlich mit einer höheren Periode über die am Lichtbogen erregten Schwingungen. Wenn nun ein Wechselstrom ($i' = J' \sin \omega t$) im Lichtbogen fließt, so wird das Magnetfeld seine widerstandsvergrößernde Wirkung ihm proportional ausüben. Das Magnetfeld erzeugt gewissermaßen eine i' proportionale und mit ihm gleichphasige Wechselspannung an den Enden des Lichtbogens $e'_m = E'_m \sin \omega t$, die mit dem Wechselstrome $i' = J' \sin \omega t$ eine positive Leistung, d. h. einen Energieverbrauch im Lichtbogen ergibt. Das Magnetfeld wirkt daher schädlich.[1]) Andererseits wirkt der Magnet aber dadurch, daß er der Strombahn Ionen entzieht, hysteresisvermindernd. Das äußert sich namentlich bei den Schwingungen zweiter Art. Beim Verlöschen des Lichtbogens nämlich entfernt der Magnet gründlich die sonst in der Strombahn zurückbleibenden Ionen. Setzt, durch die Schwingung des Parallelkreises gesteuert, die Span-

1) Vgl. H. Frhr. v. Traubenberg, E.T.Z. 28, 559, 1907, wo das Vorzeichen der Energie nicht beobachtet und daher irrtümlich ein günstiger Einfluß des Magnetfeldes konstruiert wird.

nung am Lichtbogen wieder ein, so findet sie ohne Magnetfeld noch eine gutleitende Bahn bereit, mit Magnetfeld muß sie sich erst eine neue durch Elektronenaussendung aus der Kathode verschaffen: Das Zündungspotential wird durch das Magnetfeld erhöht, die den Schwingungen zugeführte Energie vergrößert. Zugleich aber muß nun die Frequenz kleiner werden, wie in § 11 erörtert wurde und wie aus Fig. 24 zu ersehen ist. Das Magnetfeld wirkt auf die Strombahn



1. Spannung, 3a Strom mit Magnet.
2. „ , 3b „ ohne „ .
4. Aichlinie für den Strom = 1,5 A.
5. „ „ die Spannung = 455 V.

Fig. 34.

ähnlich, wie die Einbettung in Wasserstoff auf sie wirkt: der auf den Lichtbogen entfallende Anteil der Hysteresis wird vermindert. Mit zunehmender Feldstärke nimmt die schädliche Wirkung des Magnetfeldes immer mehr zu, während die günstige eine Grenze haben muß. So wäre es nicht ausgeschlossen, daß es in jedem Falle eine Feldstärke gibt, bei der ein Optimum der Magnetwirkung erreicht wird.

14. In einer etwas anderen Weise, als es in den vorstehend zusammengefaßten Arbeiten geschehen ist, ist neuerdings von anderer Seite das Problem der Schwingungserregung durch Gasentladungsstrecken behandelt worden. G. Granquist, dem wir wertvolle Erkenntnisse über den Einfluß der Wärmeleitung der Elektroden auf das Lichtbogenphänomen verdanken[1]), hat vor einiger Zeit[2]) systematische Versuche über

1) G. Granquist, Nova acta reg. soc. sc. Ups. Serie III, 1902.

2) G. Granquist, Nova acta reg. soc. sc. Ups. Serie IV, Bd. 1, Nr. 5, 1906.

die Entstehungsbedingungen der Lichtbogenschwingungen und, zu ihrer Deutung, eine elektrodynamische Theorie derselben veröffentlicht. Die Ergebnisse seiner Versuche bestätigen ebenfalls die Schlüsse der oben besprochenen Arbeiten. Seine Theorie gelangt in der Weise der gewöhnlichen Elektrodynamik zu einer Differentialgleichung sowohl für die erste wie die zweite Art der Schwingungen, indem unter anderem die Spannungsdifferenz am Lichtbogen $e = -ki$ gesetzt wird. Ihr Integral beschreibt bis zu einem gewissen Grade die auftretenden Vorgänge. Der Lichtbogenhysteresis trägt sein Ansatz nicht Rechnung.

Für Schwingungen erster Art bei kleinen Amplituden hat kürzlich E. Riecke[1]) eine vollständige elektrodynamische Theorie aufgestellt, indem er für die Lichtbogenspannung den Ansatz $e = e_0 + ki + \lambda \frac{di}{dt}$ eingeführt hat. Der Ansatz unterscheidet sich von dem Granquistschen, abgesehen von dem konstanten Glied e_0, durch das eine scheinbare Lichtbogenselbstinduktion λ einführende Glied $\lambda \frac{di}{dt}$, mit dem der Hysteresis Rechnung getragen wird. In der Tat äußert sich die Hysteresis bei kleinen Schwingungen (elliptische Hysteresisschleife) genau so, wie eine scheinbare Selbstinduktion, wie das auch schon Herr Barkhausen[2]) betont hat. Die ziemlich komplizierte Durchrechnung liefert unter gewissen vereinfachenden Annahmen exakte Formulierungen für die Bedingungen, welche erfüllt sein müssen, damit Schwingungen auftreten können. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen der oben zusammengefaßten Arbeiten ergibt sich:

1. k muß negativ sein (fallende Charakteristik).
2. Die Kaufmannsche Stabilitätsbedingung muß erfüllt sein (vgl. § 10).
3. $|w_0| > |k|$. (Vergl. Duddell, l. c.)
4. $|k| > \left| \frac{w_0 w_2}{w_0 + w_2} \right|$

Die Bedingung 4, die auch schon von Herrn Barkhausen[3]) gefunden wurde, besagt energetisch, daß die Energielieferung aus dem Lichtbogen, die ja k proportional ist, größer sein muß, als der Energie-

1) E. Riecke, Nachr. d. kgl. Ges. d. Wissenschaften zu Göttingen, Math. Phys. Klasse 1907.

2) H. Barkhausen, l. c. § 35, S. 70.

3) H. Barkhausen, l. c. § 30.

verbrauch in der Stromverzweigung über Zweig 0 und 2, deren äquivalenter Widerstand $\frac{w_0 w_2}{w_0 + w_2}$ ist.

So wertvoll es ist, daß so von seiten der strengen Elektrodynamik aus das Wesen der Schwingungserregung analysiert worden ist, so zeigt sich doch gerade diesen komplizierten Vorgängen gegenüber das Schema der elektrodynamischen Gleichungen nicht schmiegsam genug, um über die vielseitige Abhängigkeit der auftretenden Einflüsse Herr zu werden. Die oben gegebene Theorie, die auf die innere Mechanik der Lichtbogenvorgänge zurückgeht, namentlich die ausgiebige Verwendung des Gerüstes, welches die Schwingungscharakteristik dem Spiel der Gedanken gewährt, erweist sich daher umfassender und namentlich in der praktischen Handhabung ergiebiger, wie das auch E. Riecke betont.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität, Juli 1907.

(Eingesandt 6. August 1907.)

Neue Beiträge zur Entwicklung der Telegraphie mittels elektrischer Wellen.[1)]

Von J. A. Fleming.

Die Fortschritte und die Aussichten der drahtlosen Telegraphie nehmen noch fortgesetzt das Interesse der Öffentlichkeit in Anspruch. In weniger als zehn Jahren, die seit ihren ersten praktischen Anfängen verflossen sind, hat diese Form der drahtlosen Telegraphie mittels elektrischer Wellen sich zu einem Hilfsmittel von ungeheurer Bedeutung für den Seekrieg und für den Seeverkehr entwickelt. Sie hat ein Mittel zur Verbindung zwischen Schiff und Küste geliefert, welches die Sicherheit für Leben und Eigentum auf See wesentlich erhöht hat. Sie hat die Bedingungen für das Reisen auf dem Ozean so gründlich verändert, daß große Passagierdampfer, die auf stürmischem Meer durch gewaltige Entfernungen voneinander getrennt sind, mit weit reichenden Stimmen durch den Äther miteinander sprechen und niemals während

1) Vorgetragen in der Sitzung der Royal Institution of Great Britain vom 24. Mai 1907.

ihrer ganzen Reise von einem Hafen zum andern außer Berührung mit dem Festlande sind.

Wie Ihnen zweifellos bekannt sein wird, ist es heutzutage gang und gäbe, daß ein Dampfer, der den Atlantischen Ozean kreuzt, mit weitreichenden Empfangsapparaten ausgerüstet ist und während seiner langen Reisedauer mit einer der Marconi-Stationen zu Poldhu in England, zu Clifden in Irland und auf Cape Cod in den Vereinigten Staaten in Verbindung steht, während er gleichzeitig nicht nur im Vorbeifahren mit anderen Küstenstationen, sondern auch während der Fahrt mit etwa zwanzig Schwesterschiffen Nachrichten austauscht.[1])

An Bord vieler Dampfer der Cunard-Line werden täglich kleine Zeitungen veröffentlicht, welche die neuesten Tagesnachrichten enthalten, die von beiden Küsten her durch drahtlose Telegraphie übermittelt werden.

Jede Flotte von Bedeutung auf der Welt hat heutzutage die drahtlose Telegraphie in irgendeiner Gestalt als unentbehrliches Verbindungsmittel eingeführt. Admiral Sir Henry Jackson, dem unser Land in dieser Beziehung großen Dank schuldet, teilt mir mit, daß in unserer Marine jedes Schiff von der Größe eines Torpedobootes an aufwärts mit Apparaten für drahtlose Telegraphie ausgerüstet ist, oder bald damit ausgerüstet sein wird. Große Schlachtschiffe führen Apparate von recht hoher Leistungsfähigkeit für den Verkehr auf große Entfernungen mit sich. Die Admiralität hegt die Überzeugung, daß diese Art der Signalgebung von höchstem Vorteil ist, und ich brauche Sie wohl nicht daran zu erinnern, daß der Beweis hierfür im jüngsten Russisch-Japanischen Kriege erbracht wurde. Kein modernes Linienschiff, kein großer Passagierdampfer ist heute vollständig ohne eine Ausrüstung für drahtlose Telegraphie, und die Marconi-Gesellschaft hat in Verbindung mit dieser Marinetelegraphie ein sorgfältig organisiertes System für den Nachrichtenverkehr geschaffen.

Hand in Hand mit dieser praktischen Entwicklung der drahtlosen Telegraphie ging eine ausgedehnte wissenschaftliche Forschung einher, deren Ziel in der Aufklärung und Messung der verschiedenen dabei in Betracht kommenden physikalischen Vorgänge sowie in weiteren Ver-

---

1) Der Dampfer Lucania von der Cunard-Line traf am 18. März 1907 von New-York kommend in Liverpool ein und berichtete, daß er inmitten des Atlantischen Ozeans gleichzeitig mittels drahtloser Telegraphie mit Poldhu in Cornwall und mit Cape Cod in den Vereinigten Staaten in Verbindung gewesen ist. Während seiner Fahrt hat er mit 32 nordatlantischen Dampfern gesprochen und ist mit 24 von diesen in drahtlosen Verkehr getreten.

besserungen bestand. Überall in der Geschichte der angewandten Wissenschaften kommt einmal ein Zeitpunkt, wo die Möglichkeit, die in Frage kommenden Wirkungen genau messen zu können, eine Bedingung für weitere Fortschritte bildet. Einzig und allein dadurch werden wir in den Stand gesetzt, unsere Theorien zu prüfen und voreilige Anschauungen über die Aussichten einer Erfindung im Zaume zu halten.

Wenn wir hier nun heute einige der jüngsten Fortschritte dieser neuen Telegraphie betrachten wollen, so müssen wir zunächst für einen Augenblick unsere Aufmerksamkeit auf die Natur der dabei mitspielenden Größen oder Wirkungen richten, welche gemessen werden können. Ein wesentliches Element bei jeder elektrischen Wellentelegraphie bildet der aufgerichtete isolierte Draht, oder das System solcher Drähte, genannt die Antenne, in der elektrische Ströme von hoher Frequenz erregt werden, und von welcher die elektrischen Wellen ausgestrahlt werden. Wir wollen einen langen vertikalen Draht betrachten, der vollkommen vom Erdboden isoliert und mit Elektrizität geladen sein soll. Irgendwo in der Nachbarschaft muß dann auf der Oberfläche der Erde eine Ladung von entgegengesetztem Vorzeichen vorhanden sein. Ist der Draht negativ geladen, so herrscht nach den modernen Anschauungen auf seiner Oberfläche ein Überschuß negativer Ionen oder Elektronen, während an der Oberfläche des Erdbodens rings um den Draht ein Mangel an solchen, das heißt eine positive Ladung besteht. Des weiteren herrscht in dem dazwischen liegenden Raum rings um den Draht ein Spannungszustand irgendwelcher Art, der längs gewisser gekrümmter Linien verteilt ist, die man gewöhnlich als elektrische Kraftlinien bezeichnet (siehe Fig. 1). Von einem gewissen Ge-

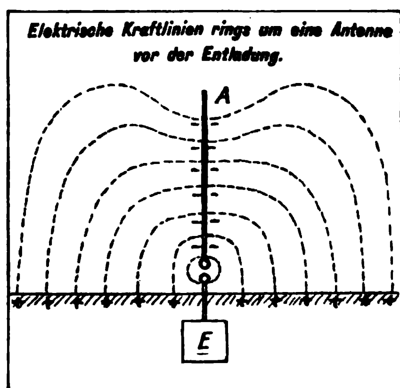


Fig. 1.

sichtspunkte aus kann man diese Linien einfach als eine bequeme Art ansehen, die Richtung der Spannung darzustellen, und ihnen nicht mehr materielle Realität zugestehen als den Längen- und Breitenkreisen. Indessen liegen gewisse Gründe für die Auffassung vor, daß sie wirklich eine tatsächliche physikalische Existenz besitzen und einen notwendigen Bestandteil im Mechanismus der Atome und Elektronen bilden.[1]) Sie besitzen eine große Ähnlichkeit mit den Wirbeln oder Wirbellinien, die man in einer Flüssigkeit erzeugen kann. Überdies können die elektrischen Kraftlinien, gerade wie die Wirbellinien in einer Flüssigkeit in sich geschlossen oder endlos sein, oder aber in kleinen Strudeln an der freien Oberfläche der Flüssigkeit enden können, so ihrerseits entweder geschlossene Ringe bilden, oder aber in entgegengesetzten elektrischen Ladungen endigen, das heißt in einem Elektron einerseits und in der positiven Ladung eines Atoms, was immer dies sei, andererseits. Wir wollen nun annehmen, daß unser Draht plötzlich am unteren Ende mit der Erde dadurch verbunden werde, daß ein Funkenübergang zur Erde ermöglicht wird. Seine elektrische Ladung strömt dann aus, das heißt der Überschuß oder der Mangel an Elektronen an seiner Oberfläche verschwindet, und diese Elektrizitätsbewegung bildet einen elektrischen Strom, der aus der Erde in den Draht oder in umgekehrter Richtung fließt. Nun besitzen aber die Elektronen Trägheit oder Masse; sie werden daher, wenn sie aus dem Drahte in die Erde strömen, nicht nur den Draht entladen, sondern weiter gehen und auf dem Drahte eine positive Ladung hinterlassen. Sie fließen dann wieder zurück, und der Vorgang wiederholt sich, und wir erhalten so in schnellem Wechsel ein Ebben und Fluten von Elektrizität in den Draht hinein und aus ihm heraus, das wir als eine Reihe elektrischer Schwingungen bezeichnen. Jeder Stromstoß ist aber schwächer als der unmittelbar vorhergehende, und die Schwingungen fallen daher ab oder sind, wie man zu sagen pflegt, gedämpft. Die durch die ursprüngliche Ladung dargestellte Energie geht nach und nach verloren, und zwar teils in-

1) Vergl. Faraday, „Experimental Researches in Electricity“ 3 (9), 3273, 3297 und 3299. „On Physical Lines of Magnetic force.“ Faraday gebrauchte den Ausdruck „physikalische Kraftlinien“, um ihre konkrete Realität im Gegensatz zu einer bloßen geometrischen Vorstellung anzudeuten. Auch in seiner Arbeit „Thoughts on Ray Vibrations“, Phil. Mag. (3) 28, 1846, spricht er die Ansicht aus, daß das Licht eine längs Kraftlinien ausgebreitete Schwingung sein könne. Siehe auch: J. J. Thomson, „Electricity and Matter“, S. 63, wo sich ein Argument für die physikalische Realität der elektrischen Kraftlinien findet, das aus der Ionisation von Gasen durch Röntgenstrahlen gewonnen ist.

folge von Zusammenstößen der Elektronen und Atome im Draht und im Funken während der Bewegung, und teils weil das Elektron strahlt oder seine kinetische Energie dem Medium mitteilt, wenn es eine Beschleunigung oder eine Verzögerung erfährt.

Wir müssen nunmehr die Wirkungen betrachten, welche außerhalb des Drahtes oder der Antenne auftreten. In dem Maße, wie die negative Ladung aus dem Drahte verschwindet, dadurch daß der Überschuß freier Elektronen von seiner Oberfläche fortgeführt wird, gleiten die Enden all der elektrischen Kraftlinien, welche auf den Draht treffen und sich zwischen diesem und der Erde erstrecken, an dem Drahte entlang abwärts und bilden schließlich einen Halbring elektrischer Kraft oder Spannung, dessen Enden oder Füße auf der Erde ruhen. Das kommt daher, daß einmal die Kraftlinien einen seitlichen Druck aufeinander ausüben, während sie sich in der Längsrichtung in einem Spannungszustande befinden, und daß zweitens Linien elektrischer Spannung im Innern eines Leiters, wie es ein Funke ist, nicht bestehen können. Wenn daher der Funke auftritt, so verschwinden die Kraftlinien, welche einen Augenblick zuvor sich über die Funkenstrecke gespannt hatten. Es herrscht dann ein unausgeglichener Druck auf die übrig bleibenden Kraftlinien, und diese werden infolgedessen in die Funkenstrecke hineingedrängt und so deformiert, daß sie sich schließlich nicht mehr von dem Drahte zur Erde, sondern zwischen zwei benachbarten Punkten des Erdbodens erstrecken und einen Halbring bilden.

Wie ich weiter oben auseinander gesetzt habe, wird aber der Draht nicht einfach entladen. Infolge ihrer Trägheit bewirken die Elektronen mehr als die Entladung des Drahtes, sie gehen darüber hinaus und lassen ihn positiv geladen zurück. Hierdurch wird dann bedingt, daß ein neues System elektrischer Kraftlinien zwischen der Erde und dem Drahte entsteht, und daß die zuerst gebildete Reihe von Halbringen nach außen getrieben wird. Der Vorgang wiederholt sich dann, während die Hin- und Hergänge der Elektronen aus dem Drahte heraus und wieder in ihn hinein allmählich nachlassen. Wir haben infolgedessen in dem umgebenden Raume ein System von Halbringen elektrischer Kraft, die nach allen Richtungen hin nach außen getrieben werden, wie dies in Fig. 2 zeichnerisch dargestellt ist.[1])

---

1) Wenn wir von Linien oder Halbkreisen elektrischer Kraft reden, die sich durch den Raum bewegen, so braucht damit nicht notwendig die Auffassung verbunden zu sein, daß jede einzelne Linie gekennzeichnet sei, so daß sie ihre individuelle Identität bewahrt. Was tatsächlich an irgend-

Schematische Darstellung der Loslösung von Halbringen elektrischer Spannung von einer einfachen Marconischen Atenne.

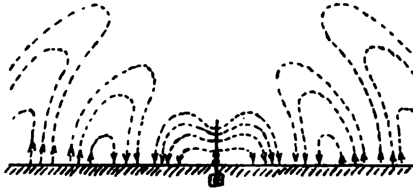


Fig. 2.

Es spielt indessen bei dem Vorgange noch ein anderer Faktor mit. Die Bewegung der Elektronen in den Draht hinein und aus ihm heraus bildet einen elektrischen Wechselstrom, und in Begleitung eines solchen entsteht ein magnetisches Wechselfeld, dessen Richtung durch ein System konzentrischer Kreise dargestellt wird, deren Mittelpunkte in der Antenne liegen (siehe Fig. 3). Wird die Stromrichtung im Drahte um-

---

einem Punkte des Feldes vor sich geht, ist nichts weiter als eine periodische Schwingung oder eine zyklische Veränderung der elektrischen und magnetischen Kraft an diesem Punkte. Diese wiederholt sich jedoch nach und nach von Punkt zu Punkt, und wir können daher von einer Vorwärtsbewegung der Kraftlinie reden, gerade wie wir von einem Fortschreiten einer Wasserwelle an der Oberfläche reden, wenn in Wirklichkeit in letzterem Falle die einzige Bewegung in einer kleinen Auf- und Abbewegung des Wassers an jeder Stelle, oder wenigstens nur in einer kreisförmigen Bewegung von nicht sehr großer Ausdehnung besteht.

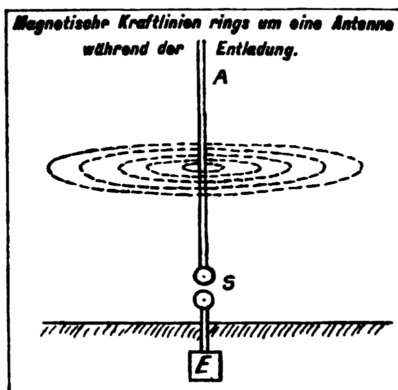


Fig. 3.

gekehrt, so wird die Feldrichtung nicht augenblicklich in allen Teilen des Raumes umgekehrt, vielmehr verbreitet sich die Umkehrung mit der Geschwindigkeit des Lichtes nach außen. Die elektrischen Schwingungen in der Antenne erzeugen demgemäß periodische Änderungen der magnetischen und der elektrischen Kraft im Raume außerhalb. In Punkten nahe der Erdoberfläche in einiger Entfernung vom Drahte ist die magnetische Kraft parallel und die elektrische Kraft senkrecht zur Oberfläche der Erde oder des Meeres gerichtet. Die Erfahrung lehrt, daß eine elektrische Wellentelegraphie über irgendwie große Entfernungen nur dann ausführbar ist, wenn die Antenne so aufgestellt ist, daß die elektrische Kraft senkrecht zur Oberfläche der Erde oder des Meeres gerichtet ist.

In irgendeiner Entfernung von der Antenne und an irgendeiner Stelle wechseln also die magnetische und die elektrische Kraft periodisch in Größe, und wegen der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Kräfte durch den Raum finden wir, daß diese Kräfte in gewissen gleichgroßen Zwischenräumen ihre Richtung im gleichen Augenblick in gleicher Weise wechseln.

Wenn wir von der Länge der elektrischen Wellen reden, so meinen wir damit die kürzeste Entfernung zwischen zwei aufeinander folgenden Stellen, an denen entweder die elektrische oder die magnetische Kraft in demselben Augenblick ihre Richtung in demselben Sinne wechselt. Die Länge der bei der drahtlosen Telegraphie zur Verwendung gelangenden Wellen variiert meistens von hundert Meter bis zu mehreren Tausend Meter. Die Bestimmung dieser Wellenlänge ist ein Punkt von großer praktischer Bedeutung; demgemäß sind denn auch besonders für ihre Messung von Dönitz, von Slaby und von mir Instrumente ersonnen worden. Ich habe mir gestattet, meine eigene Anordnung zur Messung großer elektrischer Wellenlängen Cymometer zu benennen.[1]) Die Bedeutung der Messung beruht auf folgendem: Wir wissen, daß die Eigenschaften der kurzen elektrischen Wellen, welche das Licht und die Wärme darstellen, von ihrer Wellenlänge abhängen, und daß manche Körper für Lichtwellen undurchlässig, aber für Wärmewellen durchlässig sind. Ebenso ist die Leichtigkeit, mit welcher die viel längeren Ätherwellen oder elektrischen Wellen, wie sie in der Telegraphie angewendet werden, durch Gebäude, durch Wälder, oder gar durch Berge und Klippen

1) Siehe Proc. Roy. Soc. 74, 490, 1905. „On an instrument for the Measurement of the Length of Long Electric Waves“, sowie Phil. Mag., Juni 1905, „On the Applications of the Cymometer“.

hindurchgehen oder um die gekrümmte Erdoberfläche fortschreiten, durch ihre Wellenlänge bestimmt. Wellen von etwa 50 oder 100 m Länge werden durch die eng zusammengedrängten Häuser in einer Stadt beträchtlich behindert, aber viel längere Wellen gehen mit Leichtigkeit hindurch. Die Messung der Wellenlänge gründet sich auf die Tatsache, daß zwischen der Geschwindigkeit dieser Wellen (die die gleiche ist wie die des Lichts), der Periodenzahl der Schwingungen in der Antenne, und der Wellenlänge eine einfache Beziehung besteht, welche durch die Formel

Wellenlänge = Geschwindigkeit $\times$ Schwingungszeit

ausgedrückt wird. Da die Geschwindigkeit nahezu 300000 km in der Sekunde beträgt, so läßt sich die Wellenlänge in Meter leicht ermitteln, wenn man die Periode der Schwingungen in der Antenne kennt. Die letztgenannte Größe kann man dadurch ermitteln, daß man in die Nähe der Antenne einen Leitungskreis bringt, in welchem sekundäre elektrische Schwingungen seitens der Schwingungen in der Antenne durch Resonanz erregt werden können. Zu diesem Zwecke bedarf es eines Kreises, der die beiden Eigenschaften Kapazität und Selbstinduktion besitzt. Einen solchen erhält man, wenn man eine Leidener Flasche oder einen Kondensator irgendwelcher Art und irgendeine Drahtspirale oder Selbstinduktion in Reihe schaltet. Außerdem brauchen wir die Möglichkeit, diese Kapazität und diese Selbstinduktion zu verändern, um dadurch das Cymometer, wie man sagt, gegen die Antenne abzustimmen. Jeder derartige Kreis mit Kapazität und Selbstinduktion hat eine natürliche elektrische Schwingungsperiode, die in dieser Hinsicht der Schwingungsdauer eines mechanischen Systems gleicht, das aus einem an einer elastischen Feder aufgehängten schweren Körper besteht.[1]) Bei meinem Cymometer besteht der Kondensator aus einer bis vier Schleifröhren. Jede von diesen wird aus einem Paar durch ein Ebonitrohr getrennter Messingrohre gebildet. Man kann die äußeren Rohre von den inneren abschieben und dadurch die Kapazität verändern. Die Selbstinduktion besteht aus einer langen Spirale aus Kupferdraht, und der Kreis wird durch eine dicke Kupferschiene vervollständigt. Die Anordnung ist so getroffen, daß wenn die äußeren Rohre von den inneren abgeschoben werden, und so die elektrische Ka-

---

1) Wird die Kapazität C wie üblich, in Mikrofarad und die Selbstinduktion L in Zentimetern angesetzt, so ist die zeitliche Periode T der Schwingung durch die Formel

$$T = \sqrt{CL} / 5\,033\,000$$

gegeben.

pazität verändert wird, daß dann gleichzeitig die eingeschaltete Länge der Spirale, d. h. die Selbstinduktion, in genau demselben Verhältnis verändert wird. Um zu bestimmen, wann die Schwingungsperiode des Cymometerkreises mit der Periode der Antenne übereinstimmt, verwende ich eine Vakuumröhre mit Neon-Füllung. Ich habe vor etwa drei Jahren gefunden, daß eine derartige Röhre gegen ein elektrisches Feld von hoher Wechselzahl außerordentlich empfindlich ist; sie wird nämlich zu hellem Leuchten erregt, wenn man sie der Wirkung eines solchen Feldes aussetzt.

Die schöne Methode, welche Sir James Dewar entdeckt hat, um Neon aus atmosphärischer Luft durch die Anwendung von Holzkohle bei sehr tiefen Temperaturen zu gewinnen, diese Methode ist Ihnen bereits bekannt. Nun leisten solche Röhren, die mit verdünntem, nach diesem Verfahren hergestellten Neon gefüllt sind, gute Dienste für wichtige, die drahtlose Telegraphie angehende Fragen.

In dem Cymometer ist eine Neonröhre mit den beiden Belegungen des Kondensators verbunden. Bringen wir nun die Schiene des Cymometers in die Nähe des unteren Teiles einer Senderantenne und verschieben wir das äußere Kondensatorrohr, wobei wir die Kapazität und gleichzeitig die Selbstinduktion des Instruments verändern, so werden wir, vorausgesetzt, daß der Meßbereich des Apparats ein passender ist, eine Stellung finden, bei welcher die Neonröhre hell leuchtet. Das Cymometer ist mit einer Skala versehen, die für jede Stellung des Zeigers die entsprechende Frequenz oder Periodenzahl und die zugehörige Wellenlänge angibt. Es dient somit der einfachste Handgriff, den ein Kind ausführen kann, dazu, in einem Augenblick die Frequenz der Schwingungen in der Antenne und die Wellenlänge der ausgestrahlten Wellen zu bestimmen. Ich habe nach diesem Muster Instrumente konstruiert, welche den ganzen Wellenlängenmeßbereich zwischen 50 bis 100 Fuß einerseits und 20000 Fuß und mehr andererseits umfassen. Ein Instrument derselben Art, das aber einen empfindlicheren Wellendetektor enthält als eine Neonröhre ist, kann für die Messung der Wellenlängen solcher Schwingungen angewendet werden, welche an der Antenne empfangen werden. Das Cymometer hat noch andere Anwendungsgebiete außer der Wellenlängenmessung. Ein solches ist die Aufzeichnung einer Resonanzkurve und die Ermittlung des Abnahmeverhältnisses der Schwingungen in einem Wellenzuge und ihrer Zahl aus dieser Kurve. In einem Wellenzuge ist die zeitliche Periode jeder einzelnen Schwingung, gleichviel ob es sich um die Stromstärke oder um die Spannung handelt, dieselbe, die Amplituden aber nehmen in

geometrischem Verhältnis ab. Das Verhältnis zweier aufeinander folgender Amplituden oder Schwingungen ist demnach konstant, und der natürliche Logarithmus dieses Verhältnisses heißt das Dekrement. Dieses Dekrement können wir bestimmen, wenn wir die Schwingungszahl im Primärkreise und die induzierte Stromstärke in irgendeinem sekundären Schwingungskreise kennen, der in der Nähe des ersteren angeordnet ist, falls letzterer mit dem Primärkreis vollkommen in Einklang, und wenn er ein wenig gegen ihn verstimmt ist. Unter Anwendung einer von Bjerknes aufgestellten Formel können wir die Summe der Dekremente D und d des primären und des sekundären Kreises aus der Formel

$$D + d = \pi \left(1 + \frac{n}{N}\right) \sqrt{\frac{a^2}{A^2 - a^2}}$$

finden. In dieser Formel bedeutet a die Stromstärke im Sekundärkreis, wenn dieser auf die Schwingungszahl n abgestimmt ist, und A die höchste Stromstärke, die erreicht wird, wenn der Sekundärkreis so abgestimmt ist, daß seine Schwingungszahl genau mit der Schwingungszahl N des Primärkreises übereinstimmt. Zu diesem Zweck habe ich das Cymometer in der Weise abgeändert, daß ich in die Schiene zwei dünne Widerstandsdrähte eingeschlossen habe, an deren einen ein empfindliches Thermoelement aus Eisen und Wismut angefügt ist. Dadurch bin ich in den Stand gesetzt, den Wert der Stromstärke in der Schiene des Cymometers zu messen. Der Meßvorgang verläuft nun folgendermaßen: Man bringt das Cymometer in der Nähe der Antenne an und verschiebt langsam den Handgriff, wodurch die Periode bezw. die Schwingungszahl dieses Apparats verändert wird. Man beobachtet

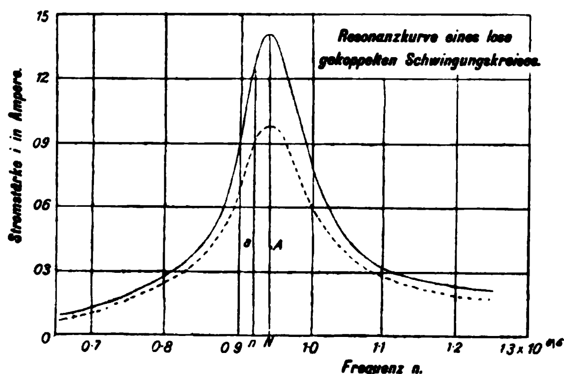


Fig. 4.

die Stromstärke und die Schwingungszahl und zeichnet eine Kurve, die als Resonanzkurve bezeichnet wird und die den sekundären oder Cymometer-Strom als Funktion der Schwingungszahl darstellt (siehe Fig. 4). Diese Kurve erhebt sich bis zu einem Höchstwert, oftmals sehr scharf, und dieser Höchstwert entspricht der Bedingung genauen Einklangs zwischen dem Antennenkreis und dem Cymometerkreis.[1]) Aus dieser Kurve kann man dann die Summe der Dekremente der Cymometer- und der Antennenschwingungen bestimmen. Stellt man einen zweiten Versuch in der Weise an, daß man in die Cymometerschiene einen bekannten Zusatzwiderstand einschaltet, so hat man die Möglichkeit, das Dekrement D des Cymometerkreises zu eliminieren und so das Dekrement des Antennenkreises allein zu ermitteln. Ist dies geschehen, so wissen wir, welchen Bruchteil jede Schwingung der Antenne von der voraufgegangenen ausmacht. Wir wollen nun die Übereinkunft treffen, daß ein Wellenzug dann als beendet angesehen werden soll, wenn die Schwingungen bis auf 1 v. H. ihres anfänglichen Wertes herabgesunken sind. Dann bietet uns eine andere einfache Formel

$$M = \frac{(4{,}605 + D)}{2D}$$

die Möglichkeit, die Anzahl M der ganzen Schwingungen in einem Wellenzuge zu finden, wenn wir das Dekrement D kennen.[2])

Man teilt die elektrischen Schwingungen ein in stark gedämpfte, schwach gedämpfte und ungedämpfte, je nachdem ob wenige, viele oder unendlich viele Schwingungen in dem Wellenzuge enthalten sind (siehe Fig. 5). In der elektrischen Wellentelegraphie hat man verschiedene Arten von Sendeapparaten oder Wellenerzeugern, die zur Hervorbringung dieser Schwingungsarten dienen sollen. Nehmen wir zunächst den ersten Fall. Wenn wir eine Antenne errichten und ihr unteres Ende mit dem einen kugelförmigen Konduktor eines Induktors verbinden, dessen anderer Pol geerdet ist, so haben wir eine Anordnung, welche stark gedämpfte Schwingungen und Wellen hervorbringt (siehe Fig. 6). Der Grund hierfür ist darin zu suchen, daß die Kapazität der Antenne an sich klein ist, und daß daher die Energiemenge, die

1) Ist die Dämpfung des Sekundärkreises klein, wie beim Cymometerkreise, so hat die Resonanzkurve eine sehr scharfe Erhebung oder steigt schnell zu einem Höchstwert an, wenn die Primärschwingungen schwach gedämpft sind, immer vorausgesetzt, daß die „Koppelung" oder gegenseitige Induktion der beiden verbundenen Kreise gering ist.

2) Siehe Fleming: „The Principles of Electric-Wave Telegraphy", Seite 167.

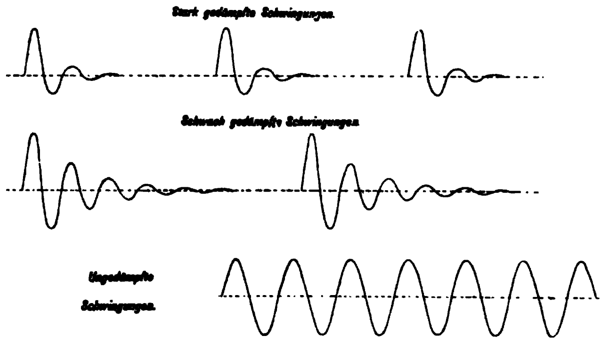


Fig. 5.

in ihr aufgespeichert und bei jeder einzelnen Funkenentladung in Freiheit gesetzt werden kann, gleichfalls klein ist und höchstens einen Bruchteil eines Kilogrammeter oder einige wenige Kilogrammeter beträgt. Diese Energie wird daher durch Widerstand und Strahlung sehr schnell aufgezehrt, und die Zahl der Schwingungen ist gering und beträgt etwa ein halbes Dutzend oder dergleichen; sie sind stark gedämpft. Wenn wir dagegen einen Schwingungskreis aus einem großen Kondensator, einer Selbstinduktion und einer Funkenstrecke bilden, so können wir eine größere Energiemenge aufspeichern und diese bei jeder einzelnen Entladung plötzlich durch die Funkenstrecke hindurch in Freiheit setzen. Dadurch, daß wir durch diese Schwingungen in einer direkt oder indirekt gekuppelten Antenne andere induzieren lassen,

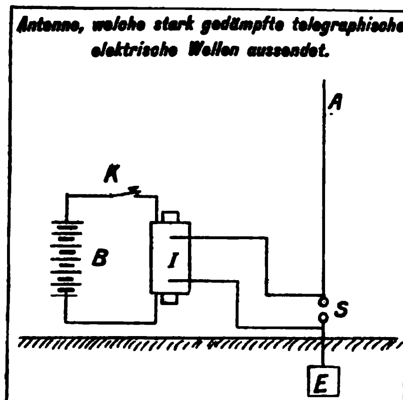


Fig. 6.

können wir die Energie als Strahlung verausgaben, und da uns nun ein größerer Vorrat zu Gebote steht, können wir längere Wellenzüge, sagen wir einmal solche von 20 bis 100, schwächer gedämpfter Schwingungen hervorbringen (siehe Fig. 7).

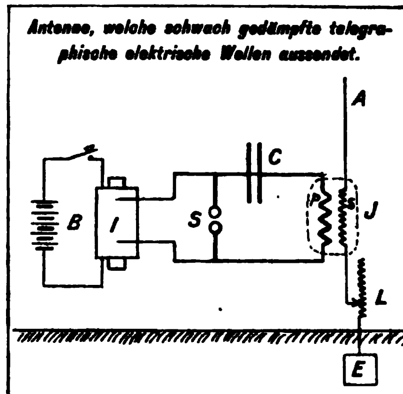


Fig. 7.

Entsprechend diesen Senderarten gibt es verschiedene geeignete Empfängerformen. Bei Benutzung eines Senders mit starker Dämpfung muß man irgendeine Form des Wellendetektors, etwa einen Kohärer, anwenden, der besonders von der ersten oder maximalen Schwingung beeinflußt wird, und diesen Detektor muß man in einen Empfängerkreis einschalten, der leicht durch einen einzigen oder höchstens einige wenige elektromagnetische Impulse in Schwingung versetzt wird. Andererseits wird dadurch der Empfänger empfindlicher gegen Störungen durch vagabundierende elektrische Wellen, die von atmosphärischer Elektrizität oder von anderen Sendern herrühren, falls diese genügende Stärke besitzen.

Wenn wir hingegen einen schwach gedämpften Sender verwenden, der lange Wellenzüge aussendet, etwa solche von 20 bis 50 Wellen, so können wir uns eines weniger leicht ansprechenden Empfängerkreises bedienen, das heißt eines solchen, der eine beträchtliche Selbstinduktion enthält, und eines Detektors, wie etwa des elektromagnetischen Detektors von Marconi, der unter der Einwirkung schwacher, aber häufig sich wiederholender Impulse von passender Periode arbeitet. Wir haben dann den Vorteil, daß der Empfängerkreis weit unempfindlicher gegen nicht auf ihn abgestimmte oder isolierte Impulse gemacht werden kann, sofern diese nicht von äußerster Heftigkeit sind.

Es gibt nun aber auch gewisse Detektorformen — beispielsweise den thermalen und einen von mir angegebenen, der gleich beschrieben werden soll —, die durch das Produkt aus dem mittleren Quadrat der Schwingungen während eines Wellenzuges und der Zahl der Wellenzüge in der Sekunde beeinflußt werden. Die Wirkung auf einen solchen Empfänger bei einer gegebenen Entfernung und unter den gleichen Verhältnissen wird daher verstärkt werden, wenn man die Anzahl der Wellenzüge in der Sekunde vermehrt, sowie wenn man die Dämpfung in einem jeden Wellenzuge verringert. Es war demnach vorauszusehen, daß man durch die Anwendung ungedämpfter Wellenzüge gewisse Vorteile erzielen würde, wenn wir eine Form des elektrischen Senders finden würden, die fortgesetzt Wellen aussendet, vergleichbar dem stetigen Tone einer Orgelpfeife und nicht etwa Tönen wie die intermittierenden Trompetenstöße oder wie Trommelschläge. Es gibt mindestens drei Wege, auf denen solche ungedämpfte Schwingungen erzeugt werden können. Der erste dieser Wege besteht in einer mechanischen Methode, nämlich in der Verwendung einer Wechselstrommaschine von hoher Frequenz. Nehmen wir an, wir hätten eine Wechselstromdynamo, die einen Strom von genügender Frequenz liefert. Wir können dann den einen Pol zur Erde leiten und den anderen mit einer ausstrahlenden Antenne verbinden. Wenn wir dann die Maschine in Gang setzen, würden in der Antenne ungedämpfte Ströme von hoher Frequenz erzeugt und entsprechende Wellen ausgesandt werden. Um die besten Erfolge zu gewährleisten, ist es jedoch erforderlich, die freie Periode des Antennenkreises und die natürliche Frequenz der Wechselstromquelle aufeinander abzustimmen. Die Hauptschwierigkeit besteht indessen darin, eine Maschine zu konstruieren, welche Wechselströme von hinreichend hoher Frequenz und Spannung bei genügender Leistung und Kapazität liefert. Vor etwa 16 oder 17 Jahren haben Professor Elihu Thomson und N. Tesla Dynamos gebaut, die einen Wechselstrom von 10 Ampere bei einer Wechselzahl von 10000 bis 15000 und einer Leistung von ungefähr 1000 Watt lieferten. Herr Duddell führte der Physical Society im April 1905 eine Wechselstrommaschine vor, die eine Frequenz von 120000 zu geben vermochte, doch betrug ihre Nutzleistung nicht mehr als 0,2 Watt. Ich habe hier auf dem Tisch eine kleine von Herrn S. G. Brown gefertigte Wechselstrommaschine; sie liefert einen Wechselstrom mit einer Frequenz von 12000, eine EMK. von 20 Volt und eine Leistung von ungefähr 50 Watt. Kürzlich hat Professor Fessenden eine für ihn gebaute Wechselstromquelle beschrieben, die eine Frequenz von 60000 bei einer Leistung von 250 Watt hat,

mit einer Geschwindigkeit von 10000 Umdrehungen in der Minute läuft und eine EMK. von 60 Volt liefert. Dampfturbinen nach dem System Laval werden jetzt mit 500 Umdrehungen in der Sekunde betrieben, und es bietet daher keine Schwierigkeiten, einen Wechselstrominduktor mit einer Frequenz von 50000 bis 100000 zu konstruieren. Eine solche Wechselstromquelle weist jedoch stets einen großen Abfall der Klemmenspannung auf, wenn sie zur Stromgebung beansprucht wird. Aus diesem Grunde ist eine Maschinentype ohne Eisen in der Armierung vorzuziehen, dann aber wird es schwieriger, die bewegten Teile für sehr hohe Geschwindigkeiten auszubalancieren. Trotz mehrerer Versuche sind die Schwierigkeiten, welche sich der Herstellung und dem Betrieb einer Hochfrequenz- und Hochspannungs-Wechselstrommaschine mit einer beträchtlichen Leistung, etwa von der Größenordnung 10 Kilowatt, entgegenstellen, bisher noch nicht überwunden worden. Selbst wenn wir eine Frequenz von 50000 gewährleisten könnten, so entspricht diese einer Wellenlänge von 6000 Meter, und um derartige Wellen auszusenden und zu empfangen, bedarf es besonderer Antennenanordnungen. Die Methode der Erzeugung elektrischer Wellen durch eine Wechselstromquelle wird daher jedenfalls die Funkenmethode nicht in den Schatten stellen, wenngleich sie in einigen Fällen praktisch anwendbar und vorteilhaft sein mag.

Alsdann haben wir die Methode der Wellenerzeugung mit Hilfe des elektrischen Lichtbogens, die in letzter Zeit die Aufmerksamkeit so sehr in Anspruch genommen hat. Bei dieser Methode gelangt ein Gleichstrombogen zur Verwendung, sowie ein Kondensator und eine Selbstinduktion, die über die Pole des Bogens in Reihe geschaltet sind. Wie in so vielen Fällen, so wurde auch hier die Saat dieser Erfindung in Gestalt von Entdeckungen mehrerer Forscher gesät. Im Juli 1892 erhielt Professor Elihu Thomson in den Vereinigten Staaten das Patent Nr. 500630. Er schlägt darin eine Methode zur Erzeugung von Wechselströmen hoher Frequenz vor, bestehend in der Verbindung eines Kondensators und einer Selbstinduktion mit einer Funkenstrecke zwischen zwei Kugelelektroden, wobei diese Funkenstrecke zugleich durch zwei weitere Selbstinduktionen mit einer Gleichstromquelle, etwa einer Sammlerbatterie oder einer Dynamo, verbunden war (siehe Fig. 8). Dabei wurde ein Luftstrom oder ein Magnetfeld benutzt, um den sich bildenden Gleichstromlichtbogen fortwährend wieder auszulöschen. Das Arbeiten dieser Anordnung dachte sich der Erfinder folgendermaßen: Wenn der Bogen ausgeblasen ist, oder ehe er gebildet wird, wird der Kondensator

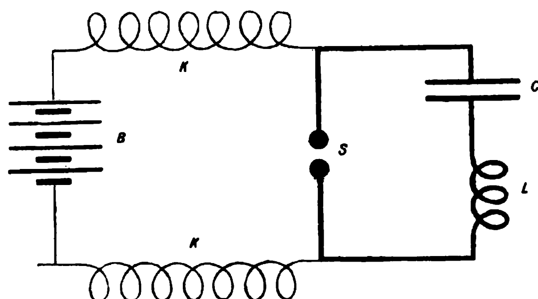


Fig. 8.

durch die Dynamo geladen.[1]) Wenn der Bogen wieder hergestellt ist, so wird der Kondensator unter Schwingungen entladen. In der oben genannten Beschreibung wird über den Nutzen eines Gleichstromlichtbogens zwischen Kohlepolen nichts gesagt, aber Herr Professor Thomson versichert, daß Schwingungen mit einer Frequenz bis zu 50000 erhalten werden konnten. Im Jahre 1900 wies Duddell nach, daß wenn ein geeigneter Kondensator und eine Selbstinduktion über die Pole

1) Herr S. G. Brown hat vor kurzem eine interessante und nicht wesentlich abweichende Anordnung beschrieben. Er verwendet ein rotierendes Aluminiumrad, auf welchem eine Kupferfeder mit leichtem Druck schleift. Die Feder und das Rad sind durch eine Selbstinduktion und einen Widerstand mit einer Gleichstromquelle verbunden, außerdem durch einen Kreis, der aus einer mit einer Drahtspule in Reihe geschalteten Leidener Flasche besteht. Wenn das Rad sich dreht, so entsteht an der losen Kontaktstelle ein Lichtbogen und in dem Kreise mit der Leidener Flasche werden hochfrequente Schwingungen erregt. Siehe: The Electrician 58, 201, 1906 (vom 23. November).

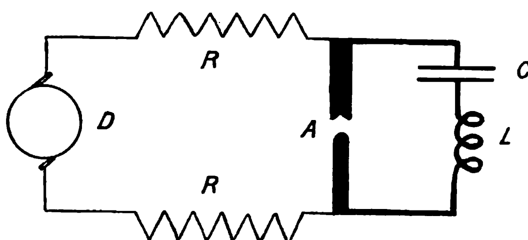


Fig. 9.

eines zwischen Massivkohlen gebildeten Gleichstrombogens kurz geschlossen wurden, daß dann in dem Kondensatorkreise Wechselströme erregt wurden und der Bogen einen musikalischen Ton gab (siehe Fig. 9).

In der Folgezeit ist viel über die Ursachen dieses Effektes und über die höchste durch diese Methode erreichbare Schwingungsfrequenz diskutiert worden. Duddell und andere Forscher gründeten ihre Erklärung der Erscheinung auf die bekannte Tatsache, daß eine geringe Abnahme des durch den Kohlebogen fließenden Stromes von einer Zunahme der Potentialdifferenz zwischen den Kohlen begleitet ist. Man sagte daher, der Gleichstromlichtbogen zwischen Massivkohlen habe einen negativen Widerstand.[1])

Die Erklärung für die Art und Weise, wie der Gleichstromlichtbogen ungedämpfte Schwingungen in dem Kondensatorkreise unterhält, ist danach folgende: Wenn ein Kondensator und eine Selbstinduktion durch den Bogen kurzgeschlossen werden, so beginnt der Kondensator sich aufzuladen, und dadurch wird dem Bogen ein Teil der Stromstärke entzogen. Durch diese Veränderung steigt indessen die Potentialdifferenz zwischen den Kohlepolen, und die Aufladung des Kondensators nimmt daher ihren Fortgang. Wenn der Kondensator voll ist, ist auch die Stromstärke im Bogen wieder stetig. Der Kondensator fängt dann an, sich umgekehrt durch den Bogen zu entladen, und dadurch steigt die Stärke des durch den Bogen fließenden Stromes, und die Potentialdifferenz zwischen den Polen nimmt infolgedessen ab. Die Entladung des Kondensators geht daher weiter. Der Vorgang gleicht dem, durch welchen die Schwingungen der Luftsäule in einer Orgelpfeife das Verhalten des vom Mundstück her auf die Lippe der Pfeife auftreffenden Luftstrahles regeln, indem sie diesen Luftstrahl abwechselnd in die Orgelpfeife herein und aus ihr hinaus drängen. Der Luftstrahl, der vom Pfeifenmundstück ausgeht, entspricht dem Gleichstromlichtbogen, die damit verbundene gedackte oder offene Pfeife ist ein Resonanzsystem und entspricht dem elektrischen Kreis aus Kapazität und Selbstinduktion.

---

1) Der Ausdruck „negativer Widerstand" ist sehr unangebracht. Besser ist es, die Kurve, welche für einen elektrischen Lichtbogen die Beziehung zwischen der den Bogen durchfließenden Stromstärke einerseits und der Potentialdifferenz der Elektroden oder Pole andererseits wiedergibt, als die „Charakteristik" dieses Bogens zu bezeichnen und sich damit der für Dynamos üblichen Bezeichnungsweise anzuschließen. Diese Charakteristik ist eine abwärts gerichtete Kurve, wenn man die Stromstärken als Abszissen und die Potentialdifferenzen als Ordinaten nimmt.

Betrachten wir nun den Zustand zu der Zeit, wenn die Schwingungen in dem Kondensatorkreise erregt worden sind. Wir müssen annehmen, daß ein Strom von Elektronen vom negativen Pole des Bogens her vorhanden ist, und daß diese Elektronen ihren Weg über den Elektrodenzwischenraum zur positiven Elektrode hin nehmen. Wenn wir dann die Verhältnisse in dem Augenblick betrachten, wenn der Kondensator das Vorzeichen seiner Ladung gewechselt hat, so daß die mit dem negativen Pole des Bogens verbundene Belegung positiv geladen ist, so sehen wir, daß der Elektronenstrom das Bestreben hat, in den Kondensator einzudringen und den durch die positive Ladung auf dieser Platte verkörperten Mangel an Elektronen auszufüllen. Die Elektronen werden sozusagen in den Kondensator hineingesogen. Dementsprechend wird durch diesen Vorgang die Stromstärke im Bogen entweder vernichtet oder herabgemindert. Wenn der Kondensator auf die dann zwischen den Polen des Bogens herrschende Potentialdifferenz aufgeladen ist, so treten keine Elektronen mehr in ihn ein, und sie nehmen ihren Weg dann alle durch den Bogen. Diese Stromzunahme im Bogen ist von einer Abnahme des Unterschieds der Elektronendichte oder der Potentialdifferenz zwischen den Polen des Bogens begleitet, und der Kondensator beginnt nunmehr, sich durch den Bogen hindurch zu entladen, wodurch diese Potentialdifferenz noch weiter verringert wird. Wegen der mit dem Kondensator in Reihe geschalteten Selbstinduktion oder, mit anderen Worten, infolge der kinetischen Energie der in Bewegung befindlichen Elektronen, wird der Kondensator nicht nur entladen, sondern auch im entgegengesetzten Sinne wieder aufgeladen.[1]) Er verliert den Überschuß an Elektronen, welcher die negative Ladung auf seiner mit dem negativen Pole des Bogens verbundenen Platte bildet, und es bleibt auf dieser Platte ein Mangel an Elektronen, das heißt eine positive Ladung, zurück. Der Vorgang wiederholt sich dann von neuem. Zwei Bedingungen scheinen für den selbsttätigen Fortgang dieses Vorganges erforderlich zu sein: Einmal muß der Bogen zwischen Polen von solcher Beschaffenheit und in solcher Umgebung gebildet werden, daß schnelle Änderungen der durch den Bogen fließenden Stromstärke notwendig entsprechend schnelle und große Änderungen im entgegen-

1) Die Amplitude der Potentialdifferenz zwischen den Kondensatorklemmen kann sehr viel größer werden, und wird es auch oft, als die einfache stetige Potentialdifferenz der Elektroden, zwischen denen der Bogen übergeht. Beispielsweise kann sie bei einer Potentialdifferenz von 220 oder 300 Volt an den Enden des Bogens zwischen den Kondensatorplatten 1000 oder 1500 Volt erreichen.

gesetzten Sinne in der Potentialdifferenz zwischen seinen Polen hervorrufen; das heißt, wie H. Th. Simon nachgewiesen hat, es muß für den Bogen eine steil abfallende Charakteristik gelten.[1]) Zweitens muß der Bogen die Fähigkeit besitzen, von selbst wieder anzugehen, wenn er eine kurze Zeit hindurch völlig ausgelöscht gewesen ist, doch darf dies erst

1) Herr W. L. Upson hat kürzlich in meinem Institut und unter meiner Leitung eine sorgfältige Untersuchung über die Erscheinungen am elektrischen Lichtbogen zwischen Metallelektroden und zwischen Metall- und Kohleelektroden in Luft und in Wasserstoff ausgeführt. Dabei hat sich ergeben, daß bei einem Bogen zwischen einer kalten Metallelektrode und einer Kohleelektrode in Wasserstoff die Abfallsgeschwindigkeit der Klemmenspannung mit zunehmender Stromstärke bei gleicher Bogenlänge stets größer ist als bei einem Bogen zwischen zwei Kohleelektroden in Luft, mit anderen Worten, daß die Volt-Ampere-Charakteristik steiler verläuft (siehe Fig. 10). Es hat sich ferner ergeben, daß man bei einem Kohlebogen in

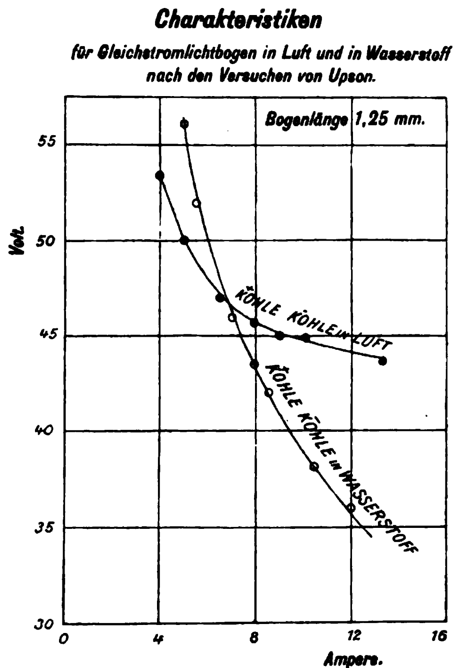


Fig. 10.

Luft den Strom auf viel längere Zeit unterbrechen kann, ohne den Bogen vollständig auszulöschen, als es beim Bogen zwischen Metall und Kohle in Luft oder in Wasserstoff angängig ist.

dann erfolgen, wenn die Potentialdifferenz zwischen den Polen einen bestimmten Wert überschreitet, das heißt, es darf nicht zu leicht und nicht bei zu niedriger Spannung erfolgen. Es scheint, daß wenn der Bogen zwischen Elektroden aus Massivkohlen übergeht, diese Bedingungen nur bis zu einer bestimmten Frequenz aufwärts erfüllt sind, das heißt, wenn eine ziemlich große Kapazität im Kondensatorkreise benutzt wird. Man erhält dann den Duddellschen musikalischen oder singenden Lichtbogen, der deshalb einen Ton gibt, weil die schnelle Schwankung des den Bogen durchfließenden Stromes durch die Schwankung der in ihm verausgabten Energie die glühende Dampfsäule, welche den eigentlichen Lichtbogen bildet, ausdehnt und zusammenzieht; dasselbe geschieht mit den dem Bogen zunächst benachbarten Luftschichten, und so werden Luftwellen ausgesandt, die als Ton gehört werden. Schwingungszahlen bis zu etwa 10000 aufwärts sind möglich, wenngleich viele Physiker, wie Banti, Corbino und auch Maisel, behaupten, daß viel höhere Frequenzen erreicht werden können. Im Jahre 1903 führte Poulsen[1]) eine weitere Verbesserung ein. Er fand, daß man weit höhere Schwingungszahlen als mit dem Duddellschen Kohlebogen in Luft erhalten kann, wenn man den Bogen in eine mit Wasserstoff oder Leuchtgas gefüllte Hülle einschließt und den Bogen zwischen einer kalten Metallelektrode als positivem und einer großen Kohleelektrode als negativem Pol übergehen läßt, während zugleich ein starkes transversales Magnetfeld zum Bogen angebracht ist.

Poulsen fand weiter, daß es vorteilhaft ist, die Kohleelektrode rotieren zu lassen. Wird nun dieser Bogen durch einen mit einer Selbstinduktion in Reihe geschalteten kleinen Kondensator von passender Kapazität kurz geschlossen, so kann man in diesem eben beschriebenen Kreise elektrische Schwingungen mit einer Frequenz von einer Million oder mehr erhalten, je nach der zur Verwendung gelangenden Kapazität und Selbstinduktion. Verbindet man eine passend abgestimmte Antenne mit der einen Klemme des Kondensators und einen Pol des Bogens mit der Erde, oder erregt man die Antenne induktiv, wie dies aus der Zeichnung (siehe Fig. 11) ersichtlich wird, so kann man von der Antenne aus ungedämpfte elektrische Wellenzüge ausstrahlen lassen.

Ich habe hier vor mir einen derartigen Apparat, mit dem in den letzten paar Monaten viel in meinem Laboratorium gearbeitet worden

---

1) Vergl.: Transactions of the International Electrical Congress, St. Louis 1904, 2, 963, 1904. [D. Red.]

ist. Er besteht aus einem Messingzylinder mit einem Wassermantel und mit Endstücken aus Marmor, durch die an einem Ende ein durch einen Motor in Rotation versetzter dicker Kohlestab und an dem andern Ende ein Messingrohr mit Wasserkühlung und mit einem schnabelförmigen Endstück aus Kupfer eingeführt sind. Zwischen diesen Polen

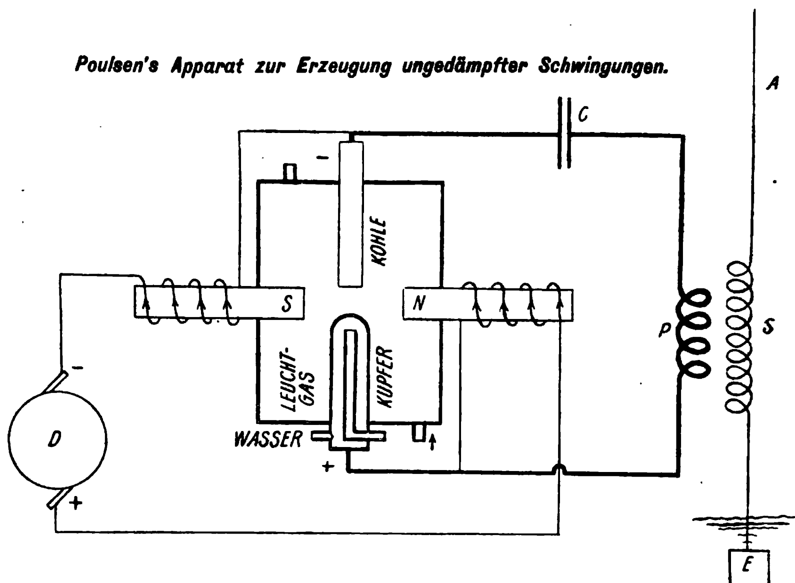


Fig. 11.

wird mit 400 bis 500 Volt ein Bogen gebildet, der 6 bis 10 Ampere beansprucht.

Die Elektroden sind durch eine veränderliche Selbstinduktion und einen Kondensator verbunden. Außerdem ist an eine Klemme des Kondensators eine lange Drahtspule angeschlossen. Diese Drahtspule ist auf den Kondensator abgestimmt und kann als Verkörperung der Antenne angesehen werden, wenn der Apparat in der drahtlosen Telegraphie angewendet wird. Entzünden wir den Bogen, so werden in der Spule Schwingungen hoher Frequenz erzeugt, und die Potentialdifferenz an den freien Enden wird durch Resonanzwirkung hinreichend groß, um eine elektrische Büschelentladung hervorzubringen. Außerhalb der Spule herrscht natürlich ein starkes oszillatorisches elektrisches Feld, und Vakuumröhren, die dorthin gehalten werden, besonders Neonröhren, glühen hell auf. Man hat behauptet, daß diese Schwingungen

ungedämpft und kontinuierlich seien, doch kann ich Ihnen einen einfachen Versuch mit einer Neonröhre zeigen, der beweist, daß sie nicht immer ununterbrochen sind. Wenn ich eine Neonröhre in die Nähe der Spule halte und sie schnell hin und her bewege, so sehen sie wegen der Nachhaltigkeit des Gesichtseindrucks ein breites Lichtband, aber dieses Lichtband wird von dunklen Linien und Zwischenräumen unterbrochen. In derselben Weise erzeugt eine Neonröhre, wenn man sie in der Nähe der Spule rotieren läßt, keine gleichmäßige Lichtscheibe; die Scheibe zeigt vielmehr das Bild radialer dunkler Banden und heller Zwischenräume. Den gleichen Effekt sieht man an einer Vakuumröhre, die mit irgendeinem anderen Gase gefüllt ist, vorausgesetzt, daß die Röhre genügend eng ist. Mir scheint, dieser Versuch beweist unwiderleglich, daß die Schwingungen nicht ununterbrochen sind, sondern vielmehr in unregelmäßige Gruppen verschiedener Länge zerlegt sind.[1])

Um diese hochfrequenten Schwingungen zu erhalten, muß man die verschiedenen dabei in Frage kommenden Faktoren — magnetische Feldstärke, Bogenlänge, Gaszufuhr — sorgfältig gegen die verwendete Kapazität und Selbstinduktion und die Spannung am Bogen abgleichen. Niemand, der mit dem Apparat praktisch gearbeitet hat, kann sagen, daß er einfach und leicht zu handhaben sei. Bei einer ganz geringen Abweichung von der genauen Einstellung geht der Bogen aus oder zeigt große Schwankungen der Stromstärke, und vergleicht man hiermit die überaus einfachen Handgriffe, welche bei der Funkentelegraphie erforderlich sind, so liegt der Vorzug leichterer Handhabung stark auf seiten des Funkens. Wir müssen aber erwägen, ob dieser Apparat nicht Vorteile als Wellenerzeuger für die elektrische Wellentelegraphie besitzt, welche diese Nachteile aufwiegen und seine schwierigere Handhabung und seine größere Kompliziertheit wett machen. Was für ihn in Anspruch genommen wird, ist der Umstand, daß wenn der Sende-

1) Frühere Forscher haben sich anscheinend damit begnügt, die an den Sekundärklemmen eines Transformators auftretenden Flammenbogen oder Büschel in einem rotierenden Spiegel zu untersuchen, wenn die Primäre des Transformators die Selbstinduktion des Kondensatorkreises bildet. Sie haben dabei das Bild zu einem Lichtbande ausgezogen gefunden, und schlossen daraus, daß die Schwingungen kontinuierlich wären. Die Neonröhre bildet einen empfindlicheren Prüfstein und deckt die oben erwähnte Diskontinuität auf. Diese Diskontinuität scheint bis zu einem gewissen Grade von nicht vollkommen gleichmäßiger Rotation der Kohleelektrode herzurühren. Sie kann auch davon herrühren, daß die dem Kondensatorkreise zugeführte Energie schneller ausgestrahlt oder zerstreut wird als sie geliefert wird.

apparat ungedämpfte kontinuierliche Schwingungen erzeugt, man deren Amplitude so klein machen kann, daß sie andere benachbarte Empfangsapparate für drahtlose Telegraphie, die nicht abgestimmt sind, selbst dann nicht beeinflussen, wenn sie nur sehr wenig verstimmt sind, daß sie aber doch durch die verstärkende Wirkung der Resonanz ihren eigenen entsprechenden oder genau abgestimmten Empfänger auf dieselbe oder größere Entfernung hin betätigen können. Dieser Anspruch gründet sich auf die bekannte Tatsache, daß man den in gewissen Gattungen von Empfängerkreisen erregten Strom dadurch verstärken kann, daß man die Zahl der Schwingungen in dem auffallenden Wellenzuge vermehrt, daß also Schwingungen oder Wellen, wenn sie ungedämpft sind, ihre Schwäche durch ihre Beharrlichkeit wett machen können. Das hängt indessen wesentlich von der Natur des Empfängerkreises ab und gilt nur innerhalb gewisser Grenzen.

Wenn elektrische Wellen von einer Antenne ausgestrahlt werden und auf einen anderen abgeglichenen oder abgestimmten Sekundärkreis fallen, so erregen sie in letzterem Schwingungen von derselben Periode. Man könnte nun meinen, wenn diese auftreffenden Wellen ungedämpft sind, so würden wir es in dem Sekundärkreise mit einer unendlich großen erzeugten Stromstärke zu tun haben. Tatsächlich ist das aber nicht der Fall. Die elektromotorischen Impulse vom Sender her verstärken den Sekundärstrom nur bis zu einem gewissen Punkte. Der Sekundärkreis besitzt notgedrungen einen Widerstand und sonstige Quellen der Energiezerstreuung, welche mit dem in ihm induzierten Strom sehr schnell wachsen. Wenn mit dem Sekundärkreise eine Antenne verbunden ist, so strahlt diese außerdem noch einen Teil der absorbierten Energie aus. Es folgt daraus, daß die auf den Sekundärkreis auftreffende Energie von einem gewissen Punkte ab nicht mehr zur Erhöhung der Stromstärke in diesem Kreise nutzbar gemacht wird, sondern nur noch gerade ausreicht, den Strom zu unterhalten. Der Fall ist dem eines Körpers, der durch strahlende Wärme erwärmt wird, genau analog. Ein Thermometer, das dem vollen Sonnenschein ausgesetzt wird, steigt nur bis zu einer gewissen Höhe.

Wenn ein Vergleich zwischen der gedämpften und der ungedämpften Strahlung zutreffen soll, so muß man ihn folgendermaßen anstellen: Wir nehmen an, daß wir zwei drahtlose Senderstationen nebeneinander hätten, von denen die eine intermittierende Züge schwach gedämpfter Wellen, die andere kontinuierliche Züge ungedämpfter Schwingungen aussende, und daß diese beiden Stationen so abgeglichen wären, daß die Sender zu ihrem Betriebe beide dieselbe mittlere Energie bean-

sprochen. Die Frequenz dieser gedämpften und ungedämpften Wellen, die von den Stationen ausgestrahlt werden, möge dieselbe sein. In einem Abstande davon möge sich eine geeignete bewegliche Empfängerstation, etwa ein Schiff, mit einem auf dieselbe Frequenz abgestimmten Empfangsapparat befinden. Dann ergibt sich in erster Linie die Frage, ob die ungedämpften Wellen diesen Empfangsapparat in größerer Entfernung beeinflussen können als die gedämpften Wellen, die dasselbe Energieintegral haben. Andererseits kann in demselben Abstand die Station, die ungedämpfte Wellen aussendet, den Empfangsapparat beeinflussen, wenn sie weniger Energie verbraucht als die Station, welche gedämpfte Wellen liefert. Da nun aber nach unserer Annahme die ungedämpften Wellen aus der einen Station dasselbe Energieintegral haben wie die gedämpften Wellen aus der anderen, so werden die letzteren in jedem Zuge einen höheren Anfangswert besitzen und damit die Abnahme ihres Wertes und ihre Unterbrechungen ausgleichen können. Wir können daher eine weitere Frage stellen, nämlich die: Wie wird sich die Wirkung jeder der beiden Stationen auf Empfangsstationen in ihrer Umgebung gestalten, die nicht vollkommen auf die ausgesandten Wellen abgestimmt sind? Können wir mit diesen ungedämpften Wellen hinsichtlich der Abstimmung näher an diese fremden Stationen, ohne diese zu stören, herangehen als dies mit den gedämpften Wellen möglich ist? und, bejahendenfalls, in welchem Wellenlängenverhältnis? Man hat in dieser Beziehung für die ungedämpften Wellen eine bedeutende Überlegenheit in Anspruch genommen, aber wir warten immer noch auf eine quantitative Bestätigung. Es ist unter anderen Behauptungen die aufgestellt worden, daß die ungedämpften Wellen weniger leicht abgefangen werden können, wie es in den Zeitungen heißt. Das ist aber ein Trugschluß. Mit geeigneten Versuchsanordnungen läßt sich jeder Empfängerkreis allmählich auf jede beliebige elektrische Schwingungszahl abstimmen, und wenn er an die richtige Frequenz kommt, so muß er gerade so beeinflußt werden wie die Empfangsstationen, für welche die Wellen eigentlich bestimmt sind. Das ist einzig und allein eine Frage der Apparate und der Geschicklichkeit. Um den ersten Punkt, nämlich den Einfluß der Natur des Empfängerkreises, zu beleuchten, können wir ein Beispiel aus der Optik nehmen. Wenn wir durch ein Fernrohr nach den Sternen sehen, so können wir eine gewisse Anzahl bis herab zu einer bestimmten Größe sehen. Keine noch solange andauernde Betrachtung erhöht bei Benutzung des Auges als eines Wellenempfängers die Wirkung, die ein eben nicht mehr sichtbarer Stern hervorbringt. Wenn wir hingegen eine photographische

Platte benutzen, so summiert sich die Wirkung auf diese, und wir können bei genügend langer Expositionsdauer Eindrücke unsichtbarer Sterne in unzähliger Menge erhalten. Die photographische Schicht ist ein Wellendetektor von völlig anderer Art als die Netzhaut. Was die photographische Schicht anlangt, so vermag sie durch die Zeit zu ersetzen, was der Wellenbewegung an Intensität abgeht. Es ist danach einleuchtend, daß in der drahtlosen Telegraphie die Natur des Empfangsapparates eine große Rolle bei den etwaigen Vorteilen ungedämpfter Wellen spielt, und daß es sich dabei nicht einfach um die Abstimmung oder um den Sendeapparat handelt.[1]) Der gewöhnliche Geber mit 10-zölligem Induktor und Funkenstrecke, wie er auf Schiffen gebräuchlich ist, verbraucht nun bei voller Arbeit $^1/_5$ Pferdekraft und kann bei Benutzung eines passenden Empfangsapparats drahtlose Nachrichten auf 200 englische Meilen und darüber hinaus übermitteln. Ich finde, daß es sehr schwierig, wenn nicht gar unmöglich ist, Schwingungen von hinreichend hoher Frequenz mit der Lichtbogenmethode zu erhalten, wenn nicht mindestens 1 oder $1^1/_3$ Pferdekraft im Bogen verbraucht wird. Daher besitzt beim Arbeiten über kurze Entfernungen sowohl vom Standpunkte ökonomischen Betriebes als auch hinsichtlich einfacher Apparatur und leichter Handhabung die Funkenmethode Vorzüge, welche der Lichtbogenmethode versagt sind. Wir haben vor nicht gar langer Zeit von einem hervorragenden Elektriker gehört, daß die Lichtbogenmethode zur Erzeugung ungedämpfter Wellen der Funkentelegraphie

1) Um das Resonanzprinzip bestmöglich auszunutzen, verwendet Herr Poulsen im Empfänger eine Vorrichtung, die er als „Ticker“ bezeichnet. Sie dient dazu, den Kondensator- und Selbstinduktionskreis des Empfängers geschlossen zu halten, bis die Schwingungen durch die Resonanz auf das äußerste gesteigert sind. Dann öffnet der „Ticker“ in Intervallen diesen Kreis und schaltet den besonderen — elektrolytischen oder sonstigen — Wellendetektor ein, der dann das hörbare oder sichtbare Zeichen gibt. In seinem abgestimmten Empfänger hat Marconi immer eine ähnliche Anordnung benutzt. Er hält nämlich die Kohärerklemmen durch einen Kondensator verbunden, der den Sekundärkreis des Empfangsklopfers schließt. Eine interessante und bisher noch nicht in Erwägung gezogene Frage ist die, ob wir wirklich vollkommen ungedämpfte Schwingungen haben müssen, wenn wir aus ihnen allen erdenklichen praktischen Vorteil ziehen wollen, den sie bieten können. Möglicherweise werden sehr schwach gedämpfte Wellenzüge, die vielleicht 50 Schwingungen in jedem Zuge enthalten und mehrere hundertmal in der Sekunde aufeinander folgen, bei Verwendung eines geeigneten Empfangsapparates uns alles bieten, was wir bei Benutzung erzwungener ungedämpfter Wellen erhalten können.

das Grablied singe. Es ist jederzeit ratsam, einigermaßen vorsichtig zu sein, wenn man Todesnachrichten über wohlbewährte Erfindungen vor ihrem tatsächlichen Hinscheiden in die Welt setzt, und was diesen Fall anlangt, so wird zwar die Möglichkeit, kontinuierliche elektrische Wellenzüge hervorzubringen, zweifelsohne die Telegraphie durch den leeren Raum bedeutend fördern, aber daraus folgt noch nicht, daß die Methode ihrer Hervorbringung durch den Lichtbogen die beste oder endgültige Methode ist.

Für die Hervorbringung kontinuierlicher Schwingungen sind wir nicht ausschließlich auf die Lichtbogenmethode angewiesen. Marconi hat sich vor einiger Zeit mit der Entwicklung einer geistreichen Methode zur Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen für die Zwecke der Telegraphie beschäftigt, bei welcher weder eine Wechselstromquelle noch ein Lichtbogen gebraucht wird, die vielmehr eine neue mechanische Methode von großer Einfachheit darstellt.

Diese Methode vermag erstaunlich starke Wechselströme von sehr hoher Frequenz, mit anderen Worten, sogenannte ungedämpfte oder andauernde Schwingungen zu erzeugen. Ich habe kürzlich einigen seiner Versuche beigewohnt und war über die gewonnenen Ergebnisse überrascht. Große Entfernungen sind telegraphisch überbrückt worden mit allen Aussichten auf große Leistung. Leider gestattet mir die Unvollkommenheit gewisser Auslandspatente nicht, hier auf die Einzelheiten dieser Methode einzugehen; ich hoffe indessen, daß er selbst bald hierzu in der Lage sein wird. Wenden wir uns nun von den Gebeapparaten zu den Empfängern, so können wir ein oder zwei neue Arten finden. Bis vor wenigen Jahren wurde die elektrische Wellentelegraphie zum weitaus größeren Teil mittels irgendeiner Form von Kohärern ausgeführt, teils mit solchen, bei denen Klopfen nötig ist, teils mit solchen, die sich selbst entfritten. Der Kohärer hat in gewissen Formen den Vorzug, daß man einen Strom von ungefähr 0,1 bis 1 Milliampere durch ihn und dann durch ein Relais hindurchsenden kann, so daß die Nachrichten damit unter Benutzung eines Morseschreibers in Punkt- und Strichzeichen niedergeschrieben werden können. Danach kam der magnetische Detektor von Marconi, bei welchem mit Hilfe eines Telephons ein hörbares Signal hervorgebracht wird. Dieses Instrument wird jetzt von ihm bei allen Arbeiten auf große Entfernungen angewendet. In Deutschland und den Vereinigten Staaten ist eine Art telegraphischer Wellendetektoren zur Verwendung gelangt, die man allgemein als elektrolytische Empfänger bezeichnet. Eine solche Form wurde in den Vereinigten Staaten von Fessenden erfunden und

von ihm als Flüssigkeits-Barretter bezeichnet. Kurz danach wurde sie unabhängig davon in Deutschland von W. Schlömilch erfunden und beschrieben und wird hier allgemein als elektrolytischer Detektor bezeichnet (siehe Fig. 12). Dieser Detektor besteht aus einer elektroly-

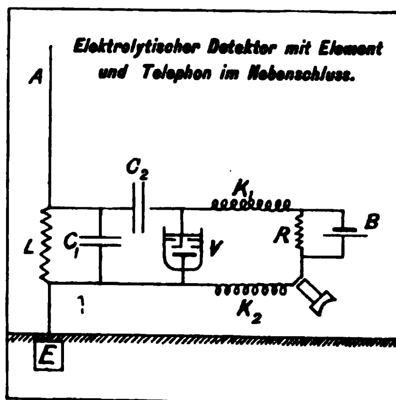


Fig. 12.

tischen Zelle oder einem Gefäß, das irgendeinen Elektrolyten, gewöhnlich Salpetersäure, enthält. In diese Zelle bringt man zwei Elektroden; eine davon ist eine Metall- oder Kohleplatte mit großer Oberfläche, die andere ein äußerst dünner nach dem Verfahren von Wollaston hergestellter Platindraht, von dem ein sehr kurzes Ende in die Flüssigkeit taucht. Es ist zweckmäßig, einen Wollastondraht aus Silber mit einer Platinseele herzustellen und ihn auszuziehen, bis letztere nur noch $^1/_{1000}$ Millimeter Durchmesser hat. Ist der Elektrolyt starke Salpetersäure, so wird, wenn man einen solchen Draht einen Millimeter tief eintaucht, die Säure das Silber lösen und den feinen Platindraht als Elektrode frei zurücklassen. Die beiden Elektroden einer solchen Zelle werden mit einer Empfangsantenne und einer Erdplatte sowie mit einem Stromkreise verbunden, der ein Element im Nebenschluß und ein Telephon enthält. Das Element schickt einen Strom durch den Elektrolyten in solcher Richtung, daß der dünne Draht zur positiven Elektrode oder Anode wird. Es ist darüber gestritten worden, ob die Zelle arbeiten wird, wenn der dünne Draht die negative Elektrode bildet. Fessenden, der eine thermale Theorie der Zelle aufstellt, behauptet mit Rothmund und Lessing, daß sie gleich empfindlich ist, mag die kleine Elektrode positiv oder negativ sein.

Nach der einen Theorie beruht die Wirkung der Zelle als Wellendetektor auf der Fähigkeit der Schwingungen, die sogenannte Polarisation der Elektroden oder anhaftende Ionenschichten zu beseitigen. Nach einer anderen Theorie beruht sie auf der erwärmenden Wirkung der Schwingungen auf die kleine Elektrode und die sie umgebende Flüssigkeit. Auf alle Fälle ist die Wirkung gerade so als wenn der Widerstand der elektrolytischen Zelle plötzlich verändert, entweder erhöht oder vermindert, würde. Rothmund und Lessing haben auch gefunden, daß man die Zelle ihre eigene elektromotorische Kraft liefern lassen kann. Wenn man eine einfache polarisierbare galvanische Zelle mit dünnen Zink- und Platindrähten herstellt, die in verdünnte Säure tauchen und mit einem Telephon oder Galvanometer von hohem Widerstande verbindet, so wird der Strom, den diese Zelle durch das Telephon oder das Galvanometer schickt, augenblicklich erhöht, wenn elektrische Schwingungen durch die Zelle gehen. Daß die Wirkung nicht ausschließlich auf der Beseitigung der Polarisationsschichten beruht, geht aus dem Umstande hervor, daß der feine Platindraht in der Schlömilchschen Form des Detektors aufgebraucht oder in der Salpetersäure gelöst wird, wenn eine Zeitlang Schwingungen durch die Zelle geschickt werden und es sind gewisse Anzeichen dafür vorhanden, daß man unter der Einwirkung elektrischer Schwingungen Gold und Platin selbst in verdünnter Säure auflösen kann.

Im Jahre 1904 war ich so glücklich, ein anderes und ganz abweichendes Prinzip zu entdecken, auf das sich ein empfindlicher Detektor für elektrische Wellen aufbauen läßt. Wenn eine Kohlefadenglühlampe eine Metallplatte enthält, die von einer dritten in die Birne eingeschmolzenen Elektrode gehalten wird, so fließt, wie allgemein bekannt, ein Strom negativer Elektrizität von der Platte zum positiven Pol der Lampe, wenn der Kohlefaden durch einen Gleichstrom zum Glühen gebracht wird. Es ist dies der sogenannte Edison-Effekt. Wir wissen heute auch, daß glühende Körper von ihrer Oberfläche aus negative Korpuskeln oder Elektronen entladen, und zwar zeigt glühende Kohle in einem Vakuum diese Fähigkeit in ausgeprägtem Maße. Negative Elektrizität entweicht ohne weiteres aus ihr, positive aber nicht. Im Jahre 1904 war ich bemüht, irgendeine Möglichkeit zur Gleichrichtung elektrischer Schwingungen, das heißt zur Trennung der beiden Wechselstromteile zu finden, so daß sie getrennt mit einem gewöhnlichen Galvanometer nachweisbar wären. Mir kam der Gedanke, eine Kohlefadenglühlampe mit einem isolierten Metallzylinder in der Birne zu benutzen, und zwar umschloß dieser Zylinder den Kohlefaden und war mit einem in

die Glaswandung eingeschmolzenen Platindraht verbunden (siehe Fig. 13). Diese Lampe wurde dann in folgender Weise benutzt: Zwischen die Stromzuführung der Metallplatte und die negative Klemme der Lampe wurde ein Stromkreis geschaltet, während der Draht durch eine kleine Batterie auf helle Glut gebracht wurde (siehe Fig. 14). In diesen

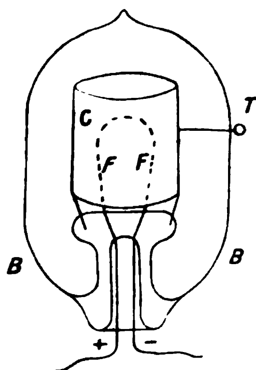


Fig. 13.

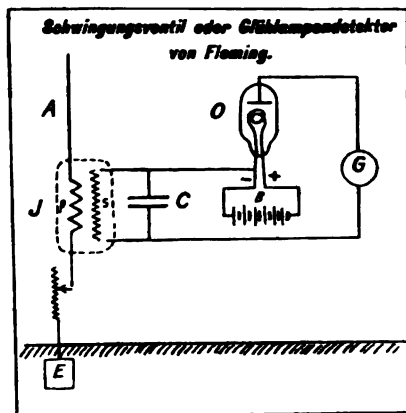


Fig. 14.

Stromkreis wurden ein Galvanometer und der eine Kreis eines Transformators oder Induktors eingeschaltet. Verbindet man den anderen Kreis des Transformators mit einer Antenne und mit der Erde, so bringen (wie ich gefunden habe) Schwingungen, die in der Antenne erregt worden sind, eine Ablenkung am gewöhnlichen Spiegelgalvanometer hervor. Die Wirkung erfolgt folgendermaßen: Die Schwingungen der Antenne induzieren andere in dem Transformatorkreise, der mit der Lampe verbunden ist. Es kann eine Elektrizitätsbewegung in diesem Kreise stattfinden, bestehend in einer Strömung negativer Elektrizität vom Kohlefaden durch das Vakuum zur Platte hin, denn diese negative Elektrizität wird sozusagen seitens der von der heißen Kohle ausgesandten Elektronen durch das Vakuum hindurch getragen. Dagegen kann keine negative Elektrizität in der umgekehrten Richtung fließen. Die Glühlampe trennt also die beiden entgegengesetzt gerichteten Elektrizitätsbewegungen voneinander und gestattet nur der einen den Durchgang. Ich habe deshalb diese Anordnung als ein Schwingungsventil bezeichnet. Ich habe dieses Instrument anfangs Februar 1905 der Royal Society vorgeführt, und Herr Marconi hat es bald danach in Verbindung mit anderen Verbesserungen als weitreichenden Emp-

fänger für drahtlose Telegraphie angewendet. Herr Tissot von der Marineschule in Brest hat diesen Glühlampendetektor benutzt und hat mit Hilfe eines empfindlichen Galvanometers auf eine Entfernung von 50 km Zeichen aufgenommen.[1]) Vor einiger Zeit hat ihn Marconi unter Anwendung einer besonderen Transformatorform und eines Telephons an Stelle des Galvanometers bei Entfernungen von 200 englischen Meilen und darüber benutzt und gefunden, daß er eine sehr empfindliche Form eines Detektors darstellt. Seit ich diese besondere Form eines elektrischen Wellendetektors bekannt gemacht habe, hat Herr Wehnelt gefunden, daß ein Metalldraht mit einem Überzug von Calciumoxyd, Baryumoxyd oder einem Oxyd anderer Erdalkalien die Stelle des Kohlefadens im Vakuumgefäß vertreten kann.

Das Schwingungsventil vermag sehr bemerkenswerte Wirkungen zu liefern, wenn es als Empfänger in Verbindung mit einem Geber verwendet wird, der ungedämpfte Wellen erzeugt. Der Grund hierfür liegt auf der Hand. Das Ventil läßt alle in der einen Richtung verlaufenden Ströme in dem angelegten Sekundärkreise hindurch. Haben wir nun intermittierende gedämpfte Wellenzüge, etwa von einer Frequenz von 100000, und haben wir 50 Züge von je 20 Schwingungen in der Sekunde, so beträgt die ganze Zeit, während welcher ein Strom hindurchgeht, nur ein Tausendstel der Gesamtzeit. Füllen wir demnach sozusagen die Lücken zwischen den Schwingungszügen mit anderen Schwingungen aus und bilden so einen kontinuierlichen Zug, so erhöhen wir dadurch die durch irgendeinen Punkt des Sekundärkreises hin und her fließende Elektrizitätsmenge bedeutend, und die Ausschläge eines Galvanometers im Kreise mit dem Ventil werden ungeheuer vergrößert. Ein zutreffender Vergleich zwischen den beiden Fällen gedämpfter und ungedämpfter Wellen enthält viele Faktoren und ist nur dann gerecht, wenn man Sender miteinander vergleicht, welche dieselbe durchschnittliche Energiemenge verbrauchen. Im allgemeinen kann man indessen sagen, daß nicht allein dieser Glühlampendetektor, sondern alle auf Wärmewirkung beruhenden Arten von Detektoren bei Verwendung ungedämpfter Schwingungen bedeutend erhöhte Wirkungen ergeben. Ich habe beispielsweise folgendes gefunden: Mit ungedämpften Schwingungen, die in einem geschlossenen Drahtkreise erzeugt worden sind, welcher einen Teil eines Kreises mit Kapazität und Selbstinduk-

1) Siehe: M. C. Tissot, „On Ionised Gas Electric Wave Detectors", The Electrician 58, 730, 1907 (vom 22. Februar).

tion im Nebenschluß zu einem Poulsenschen Lichtbogen bildet, kann ich kräftige sekundäre Schwingungen in einem geschlossenen und abgestimmten Sekundärkreise auf beträchtliche Entfernungen hin erregen und sie mit Hilfe meines Schwingungsventils und eines Galvanometers nachweisen. In der Tat wird durch die Anwendung ungedämpfter Schwingungen in einem geschlossenen Primärkreise und dieses Schwingungsventils in Verbindung mit einem Telephon in einem geschlossenen Sekundärkreise die Möglichkeit der Verwendung der sogenannten drahtlosen Telegraphie mittels elektromagnetischer Induktion auf sehr große Entfernungen hin wieder in den Vordergrund gerückt. Bei der alten Form der Telegraphie mittels elektromagnetischer Induktion, wie sie von Trowbridge, Preece, Lodge und anderen ausgeübt wurde, benutzte man Wechselströme von geringer Frequenz (50 bis 100) in einem geschlossenen Primärkreis und verwandte ein Telephon in einem entfernten geschlossenen Sekundärkreis zum Nachweis des so erzeugten Magnetfeldes; die Zeichen wurden dabei durch Unterbrechung des Primärkreises gegeben. Ich habe indessen ein Mittel gefunden, diese Form der drahtlosen Telegraphie bedeutend zu verbessern. Ich errege in einem geschlossenen Primärkreise kontinuierliche ungedämpfte Schwingungen mit einer Frequenz von etwa einer Viertelmillion nach der Lichtbogenmethode. In einiger Entfernung stelle ich einen abgestimmten Sekundärkreis auf, der als Detektor mein Schwingungsventil enthält, bei welchem ein Telephon zwischen die Mittelplatte und die negative Klemme des Glühlampenfadens geschaltet ist. Sowohl der Primärkreis als auch der Sekundärkreis werden in irgendeinem Punkte an Erde gelegt. Die Zeichen werden durch Schließen und Unterbrechen der Erdverbindung des Gebeapparates, entsprechend dem Morsealphabet, gegeben. Wird die Erdverbindung an beiden Enden hergestellt, so hört man einen Ton im Telephon, dagegen nicht, wenn sie unterbrochen wird. Das rührt anscheinend daher, daß die nach der Lichtbogenmethode erzeugten Schwingungen nicht absolut kontinuierlich, sondern in Gruppen zerlegt sind, wie bereits durch den Versuch mit der schnell bewegten Neonröhre und der Spule nachgewiesen wurde.

Ich habe gefunden, daß es nicht erforderlich ist, einen Kohlefaden für hohe Spannung zu benutzen, eine kleine Lampe mit einem Kohlefaden für 4 Volt, die ungefähr ein Ampere verbraucht, arbeitet als Empfänger für drahtlose Telegraphie gerade so gut wie eine 12 oder 100 Volt-Lampe. Um möglichst gute Resultate zu ergeben, muß indessen der Glühfaden auf einer gewissen kritischen Temperatur sein,

auch muß das Vakuum außerordentlich gut sein. Zweifellos gibt es viele Abänderungsmöglichkeiten der obenerwähnten Type des Schwingungsventils als Wellendetektor. Jedes beliebige Glasgefäß mit verdünnten Gasen oder Quecksilberdampf, das Elektroden von verschiedener Größe, Gestalt oder Temperatur hat, zeigt in gewissem Grade einseitige Leitfähigkeit und kann in der oben geschilderten Weise dazu dienen, die beiden Stromkomponenten einer elektrischen Schwingung voneinander zu trennen und sie mittels eines gewöhnlichen Galvanometers oder eines Telephons nachweisbar zu machen. Ich habe auch mit einigem Erfolg als ein Hilfsmittel zur Gleichrichtung hochfrequenter Schwingungen eine Flamme benutzt, in welche zwei Platindrähte eingebettet sind, deren einer eine Kaliumsulfatperle trägt. Bekanntlich werden dann negative Ionen in der Flamme entbunden, und negative Elektrizität kann leichter aus der mit der Salzperle versehenen Elektrode zur anderen übergehen als in der entgegengesetzten Richtung. Ich habe jedoch keine so einfache und zweckmäßige Anordnung gefunden wie die oben beschriebene Kohlefadenglühlampe für niedrige Spannung. Überdies haben verschiedene Erfinder die Brauchbarkeit dieser Anordnung bestätigt, indem sie ihr die Ehre von Nachahmungen haben zuteil werden lassen. Im Oktober 1906 beschrieb Dr. de Forest im American Institute of Electrical Engineers eine Anordnung, die er ein „Audion“ nannte, und die einfach eine Wiederholung meines Schwingungsventils ist, das ich achtzehn Monate zuvor in der Royal Society und sechs Monate zuvor in der Physical Society of London beschrieben hatte, und zwar mit besonderem Hinweis auf seine Verwendbarkeit als Empfänger für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie. Abgesehen vom Namen besteht die einzige Veränderung, die er eingeführt hat, darin, daß er ein Telephon und eine Batterie in Reihenschaltung zwischen die mittlere Platte und den positiven Pol des Glühlampenfadens gelegt hat an Stelle des von mir verwendeten Galvanometers zwischen der Mittelplatte und der negativen Klemme. Nun hatte schon Marconi bereits vor jener Zeit mein Schwingungsventil in Verbindung mit einem Telephon für die Telegraphie auf weite Strecken benutzt, und Tissot hat ein Galvanometer in der von mir beschriebenen Anordnung bis auf 50 km wirksam gefunden. Die von Dr. de Forest eingeführte Abänderung bedingt also keinen grundlegenden Unterschied in der Wirkungsweise der Anordnung als Wellendetektor.[1]

1) Herr C. Tissot hat bereits in einem Privatbriefe in liebenswürdigster Weise meine Priorität in bezug auf diese Erfindung anerkannt, obschon er seinerseits unabhängig in derselben Richtung vorgegangen war.

Im engsten Zusammenhange mit der Frage der Erzeugung kontinuierlicher oder ungedämpfter elektrischer Wellen steht die Frage der elektrischen Übertragung der Sprache durch den Raum ohne Draht, mit anderen Worten: die Frage der drahtlosen Telephonie. Nach dieser Richtung hin sind bereits einige beträchtliche Fortschritte gemacht worden. Eine einigermaßen umfassende Behandlung dieses Gebietes würde eine besondere Vorlesung erfordern. Übergehen wir indessen die Versuche von Bell mit dem Photophon, die von Simon, von Ruhmer und von anderen Forschern mit Apparaten, in denen die Widerstandsänderung des Selens durch die auffallenden Strahlen einer kräftigen Lichtquelle benutzt wurde, sowie die Versuche von Preece, von Gavey und von anderen Forschern mit elektromagnetischer Induktion, so können wir sagen, daß heutzutage die Methoden der drahtlosen Telephonie, bei welchen ungedämpfte elektrische Schwingungen zur Verwendung gelangen, hauptsächlich das Interesse in Anspruch nehmen. Das Problem läßt sich nun folgendermaßen stellen: Artikulierte Sprache, die gegen eine Membran an einer Gebestation gerichtet wird, soll in ähnlicher Weise die Membran eines Telephons an einer Empfangsstation beeinflussen, die mit ersterer nicht durch Draht verbunden ist.

Die beschränkte Zeit gestattet mir nicht, Ihnen mehr zu geben als einen kurzen Umriß einiger interessanter Versuche, welche kürzlich[1]) seitens der Deutschen Gesellschaft für drahtlose Telegraphie zwischen Berlin und ihrer Großstation in Nauen, 20 englische Meilen entfernt, ausgeführt worden sind. An der Gebestation werden 12 hintereinander geschaltete elektrische Lichtbogen benutzt. Jeder dieser Bogen setzt sich aus einer negativen Kohlenelektrode und einer positiven Kupferelektrode mit Wasserkühlung zusammen. Diese Bogen beanspruchen 4 Ampere bei 400 Volt (siehe Fig. 15). Zu dieser Bogenreihe sind ein Kondensator und eine Selbstinduktion parallel geschaltet, und mit diesen ist induktiv, aber lose eine Antenne gekuppelt, von welcher ungedämpfte elektrische Wellen ausgestrahlt werden. Die Länge dieser Wellen beträgt 800 m, ihre Frequenz demgemäß etwa 400000. Die in dieser Antenne erregten Schwingungen können mehr oder weniger geschwächt werden, wenn man sie durch ein Gebermikrophon zur Erde ableitet, dessen Widerstand sich ändert, wenn man dagegen spricht. Es wird also die Wellenlänge der ausgesendeten elektrischen Wellen zwar nicht geändert, indessen wird ihre Intensität moduliert, entsprechend der Wellenform der Laute, welche der Gebermembran aufgezwungen werden.

1) Die erste Anwendung der kontinuierlichen Schwingungen für drahtlose Telephonie hat auch Poulsen gemacht. Der Herausgeber.

An der Empfangsstation befindet sich eine auf die zur Verwendung gelangende Wellenlänge abgestimmte Antenne, und ein quantitativer elektrolytischer Detektor in Verbindung mit einem Telephon ist mit dem Antennenkreis induktiv gekoppelt. Durch die Schwingungen der Membran des Gebers verändert sich also die Intensität der ausgestrahlten elektrischen Wellen, und nicht ihre Wellenlänge. Diese Wellen wandern nun durch den Raum, fallen auf die Empfangsantenne und beeinflussen den Widerstand des elektrolytischen Detektors nach Maßgabe ihrer Intensität. Das Empfangstelephon wiederholt dann die Töne oder die

Drahtlose Telephonie mittels elektrischer Wellen.

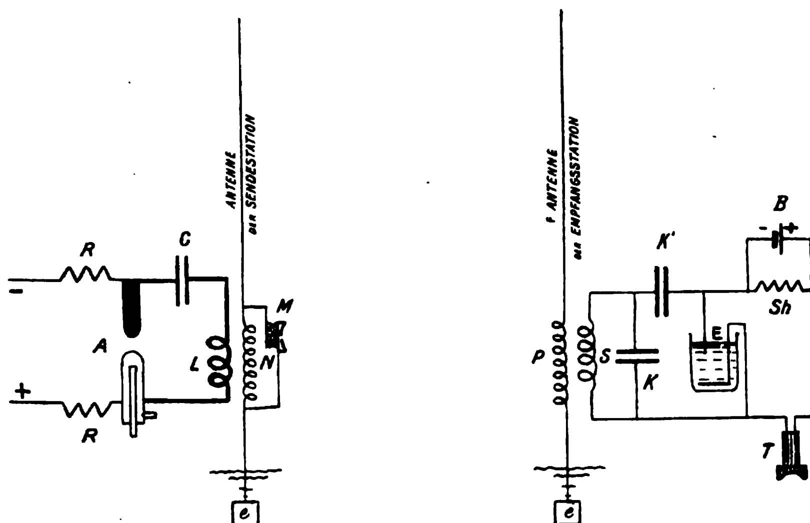


Fig. 15.

Laute, welche gegen das Gebermikrophon gerichtet worden sind, und reproduziert die Sprache. Die deutschen Experimentatoren behaupten, es lasse sich auf diese Methode eine befriedigende drahtlose Übermittlung der Sprache auf 20 km oder 12 englische Meilen hin über Wasser mit Antennen von 25 m oder ungefähr 80 Fuß Höhe bewerkstelligen.

Vor kurzem hat Ruhmer in der Elektrotechnischen Zeitschrift einige ähnliche Versuche beschrieben, die mit einem Poulsenschen Lichtbogen von 220 Volt angestellt worden sind. In diesem Falle wurde den ausgestrahlten elektrischen Wellen die erforderliche Mo-

dulation dadurch aufgezwungen, daß der Primärkreis eines Induktors in den Stromkreis des Gleichstromlichtbogens eingeschaltet und seine Sekundärspule durch ein Sendermikrophon und die Arbeitsbatterie geschlossen wurde. Die Empfangsanordnung enthielt einen elektrolytischen Empfänger in der eben geschilderten Weise. Herr Professor Fessenden hat kürzlich ganz ähnliche Anordnungen für die Zwecke der drahtlosen Telephonie mittels elektrischer Wellen beschrieben.[1]) Man darf übrigens behaupten, daß etwas mehr als ein Anfang in der Kunst der drahtlosen Übermittlung der menschlichen Sprache auf die Entfernung hin gemacht worden ist. Der Energieaufwand ist einstweilen noch beträchtlich, und es wird noch viel zu tun übrig bleiben, bevor man die Telephonie ohne Draht als in das Gebiet des täglichen Verkehrs fallend wird betrachten können. Indessen, berücksichtigt man, welche ungeheure Verbesserungen auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie in den letzten 7 Jahren gemacht worden sind, so liegt es durchaus in den Grenzen der Möglichkeit, daß wir bald in der Lage sein werden, ohne Draht über den Ärmelkanal zu sprechen, und es erscheint vom wissenschaftlichen Standpunkte aus nicht unmöglich, daß eines Tages die Laute der menschlichen Stimme von der Küste Englands oder der Vereinigten Staaten aus einem inmitten des Atlantischen Ozeans dahinfahrenden Dampfer übermittelt werden.

Wir wollen uns nunmehr der Betrachtung eines anderen Problems von großer praktischer Bedeutung zuwenden, zu dessen Lösung bereits beträchtliche Schritte getan worden sind, nämlich des Problems, die Richtung der sendenden Station festzulegen, und der von dieser Station ausgesandten Strahlung eine Richtung zu erteilen. Die ersten Versuche in diesem Sinne beruhten auf der Verwendung parabolischer Spiegel oder einer gleichwertigen Anordnung senkrechter Drähte. Indessen, wenngleich verhältnismäßig kurze elektrische Wellen von einigen wenigen Fuß Wellenlänge auf diese Weise in Gestalt eines Strahles gerichtet werden können, so kommt dies doch für elektrische Wellen von Hunderten von Fuß Wellenlänge nicht mehr in Frage, weil eine Reflexion nur dann stattfinden kann, wenn die Dimensionen des Spiegels der Dimension der Wellenlänge zum mindesten vergleichbar sind.

Die gewöhnliche senkrechte Antenne strahlt naturgemäß gleichmäßig nach allen Richtungen, und wenn sie so weit entfernt ist, daß sie unter den Horizont hinabgerückt ist, so kann eine entsprechende

1) Siehe: The Electrician **58**, 710, 1907.

Empfangsantenne wohl auf sie ansprechen, vermag jedoch die Lage der Gebestation nicht zu bestimmen.

Anscheinend haben mehrere Personen die Wahrnehmung gemacht, daß die Antenne, wenn sie nicht senkrecht steht, nach einer Richtung stärker strahlt als nach einer anderen, und daß dasselbe für eine nicht vertikale Empfangsantenne gilt. Eine solche ist empfänglicher für Wellen, die aus einer Richtung kommen, als für Wellen aus einer anderen Richtung. Von Zeit zu Zeit sind verschiedene Beobachtungen über die Wirkungsweise nicht vertikaler, ringförmiger oder doppelter Antennen angestellt worden, und zwar von Zenneck, Sigsfeld, Strecker, Slaby und de Forest. Anderseits haben de Forest, Garcia und Stone in Patentschriften Methoden zur Lagenbestimmung der Sendestation oder zur Richtung der ausgesandten Wellen beschrieben. Wenngleich für diese Anordnungen der Anspruch erhoben wurde, daß sie wirksam seien, so sind doch diese verschiedenen Untersuchungen in ihrer logischen Durchführung nicht bis zu solchen Schlüssen durchgebildet worden, daß sie irgendein bestimmtes allgemeines wissenschaftliches Prinzip erkennen ließen, während in manchen Fällen gar die angeblich erhaltenen Ergebnisse in offenem Widerspruch mit sicher festgestellten Tatsachen stehen.

Die Zeit gestattet mir nicht, auf diese frühesten und keineswegs überzeugenden Beobachtungen weiter einzugehen.

Im März vorigen Jahres legte Marconi der Royal Society eine Arbeit vor über die Ausstrahlung einer Antenne, die in einem kleinen Teile ihrer Länge vertikal und im größeren Teile horizontal

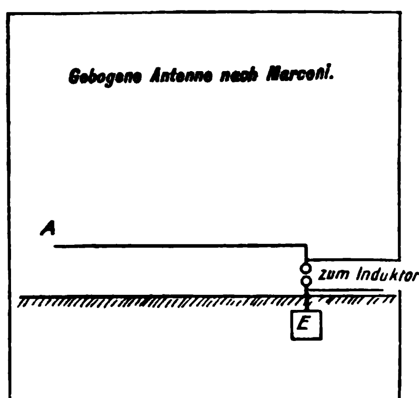


Fig. 16.

verläuft, und über das Empfangsvermögen einer ähnlichen Antenne unter verschiedenem Azimut (siehe Fig. 16). Marconi fand, daß eine derartige gebogene Antenne auf irgendeine Entfernung hin in der Richtung, nach welcher ihr freies Ende hinweist, eine weniger intensive Strahlung aussendet als nach der entgegengesetzten Richtung. Nun gilt für elektrische Radiatoren das Gesetz der Wechselwirkung, und daher empfängt und absorbiert eine Antenne von ähnlicher Form auch am besten solche elektrische Wellen, welche sie von einer Richtung her erreichen, die der, nach welcher ihr freies Ende zeigt, entgegengesetzt ist.[1]) Zwei in ähnlicher Weise gebogene Antennen, die einander Rücken gegen Rücken gegenübergestellt werden, also so, daß ihre freien Enden voneinander weg gerichtet sind, bilden daher ein System von Sender und Empfänger, welches in dieser Stellung eine größere Reichweite hat als in irgendeiner anderen bei dem gleichen Abstand, welches daher richtende Eigenschaften besitzt, welche den gewöhnlichen vertikalen Antennen nicht eigen sind.

Ich habe zwar die mathematische Erörterung der Ursachen für dieses Verhalten an anderer Stelle gegeben[2]), indessen ist es nicht

1) Wir haben es hier mit einer Ausdehnung des Prinzips auf die elektrische Strahlung zu tun, das als Prevostsches Reziprozitätsgesetz bekannt ist, in seiner Erweiterung durch Balfour, Stewart und Kirchhoff, wie es die Grundlage der von Stokes, Kirchhoff, Bunsen u. a. begründeten Spektralanalyse bildet.

2) Siehe: „A Note on the Theory of Directive Antennae“, Proc. Roy. Soc. London, 78 (A), 1, 1906.

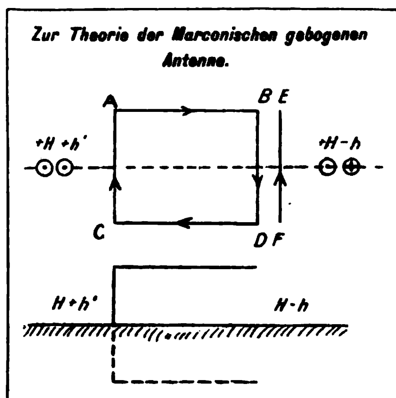


Fig. 17.

schwer, ihren Sinn in nicht symbolische Sprache zu übersetzen. Wir wollen uns eine quadratische Drahtbahn vorstellen, die zur Hälfte senkrecht in den Erdboden eingesenkt sein möge (siehe Fig. 17). Wir wollen annehmen, daß ein Strom diese Bahn ringsum im Sinne des Uhrzeigers durchfließe. Dieser Strom erregt dann ein Magnetfeld, dessen Richtung längs der Erdoberfläche im rechten Winkel zu der Ebene des Stromkreises und in gleichen Abständen vom Mittelpunkt auf beiden Seiten auf den Beschauer zuläuft. Denken wir uns nun einen Draht von gleicher Länge wie eine Seite des Quadrats in der Nähe einer vertikalen Quadratseite angeordnet, und nehmen wir an, er führe einen Strom von entgegengesetzter Richtung wie der in der ihm benachbarten Quadratseite (wir wollen einmal annehmen, dies sei die rechte Seite) verlaufende. Dann ist das magnetische Feld dieses geradlinigen Stromes von dem Beschauer auf der rechten Seite zu dem Beschauer auf der linken Seite hin gerichtet. Infolgedessen ist das gesamte Feld auf der rechten Seite, das von den Strömen in dem geschlossenen und in dem offenen Leiterkreise zusammen herrührt, kleiner als das Feld auf der linken Seite, denn die einzelnen Felder addieren sich auf der einen Seite und wirken auf der anderen Seite einander entgegen. Wir können uns nun die beiden entgegengesetzt gerichteten Ströme in den benachbarten Drähten einander so nahe kommend denken, daß sie sich gegenseitig aufheben, und wir können uns ferner die unter dem Erdboden liegenden Teile der Drähte fortdenken, ohne daß dadurch das Feld über dem Erdboden irgendwie beeinflußt würde, und so gelangen wir denn zu der Schlußfolgerung, daß eine Antenne, die zum Teil vertikal und zum Teil horizontal gerichtet ist, am stärksten nach der Richtung hin ausstrahlt, die der Richtung entgegengesetzt ist, nach der das freie Ende zeigt.

Marconi hat diese Tatsache experimentell gefunden und Messungen über die induzierten Ströme in Empfangsantennen angestellt, wenn letztere in gleicher Entfernung rings um diesen gebogenen Sender angeordnet waren; die Ergebnisse hat Marconi dann in Gestalt einer Polarkurve aufgezeichnet (siehe Fig. 18). Als quantitativer Detektor im Empfangsapparat diente ihm dabei ein Duddellscher Hitzdrahtstrommesser. Als ich im letzten Sommer diese Versuche in kleinerem Maßstabe auf dem Rasenviereck des University College wiederholte und bestätigte, benutzte ich eine Form des Hitzdrahtstrommessers eigener Erfindung.[1]) Dieses Instrument war folgendermaßen gebaut: Durch die Wandung des inneren Rohres eines Vakuumgefäßes von der Art, wie sie Sir James Dewar zur Aufbewahrung flüssiger Gase angegeben hat,

1) S. redakt. Anm. S. 111.

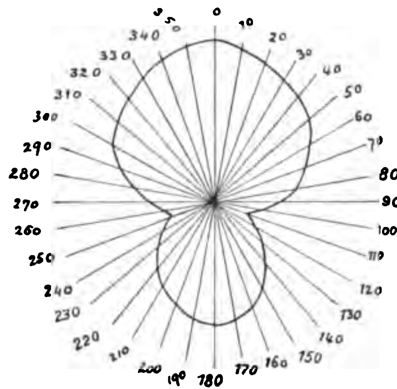


Fig. 18.

sind unten vier Platindrähte eingeschmolzen. Ein Paar dieser Drähte ist in dem Vakuumraum durch einen außerordentlich dünnen Konstantandraht und das andere Paar durch ein dünnes Thermoelement aus Tellur und Wismut verbunden, dessen Lötstelle auf dem dünnen Drahte ruht (siehe Fig. 19). Wird ein Galvanometer mit passendem Widerstande mit den Enden des Thermoelements verbunden und der Konstantandraht in den Kreis der Empfangsantenne eingeschaltet, so haben wir eine Anordnung, die uns gestattet, sowohl die auf die Antenne fallenden elektrischen Wellen nachzuweisen, als auch ihre Intensität zu messen. Dieser Detektor, den mein Assistent, Herr Dyke,

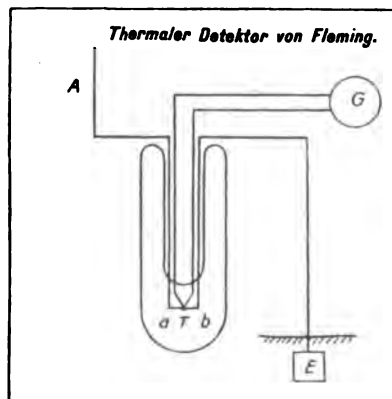


Fig. 19.

mit großem Geschick hergestellt hat, erwies sich als sehr nützlich. Ich war dadurch in den Stand gesetzt, die Beobachtungen Marconis und meine eigene Theorie darüber zu bestätigen, und beobachtete überdies, daß eine bemerkenswerte Unsymmetrie der Strahlung auftrat, wenn die Geberantenne so gebogen war, daß ihr nichtvertikaler Teil nicht horizontal, sondern abwärts gerichtet war, eine Unsymmetrie, die indessen durch meine Theorie vollauf erklärt wird (siehe Fig. 20). Marconi

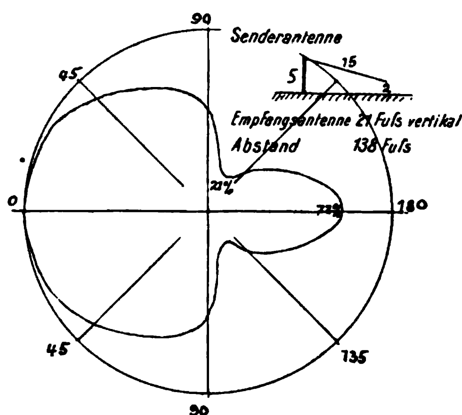


Fig. 20.

hat die gebogene Empfangsantenne mit großem Erfolg praktisch angewandt, um den Aufenthalt eines Schiffes oder die Lage einer Station, von denen mittels elektrischer Wellen Nachrichten übermittelt waren, zu bestimmen, wenn sie so weit entfernt waren, daß sie unter den Horizont gerückt waren.

In solchem Falle ordnet er die Empfangsantenne so an, daß nur ein sehr kurzes Ende von ihr senkrecht und der größere Teil wagerecht verläuft. Außerdem macht er noch das wagerechte Ende um den senkrechten Teil als Mittelpunkt drehbar. In den senkrechten Teil verlegt er seinen magnetischen oder irgendeinen anderen Detektor. Wenn nun eine ferne Station mit diesem Empfangssystem in Verkehr tritt, so kann die Richtung, in welcher die Sendestation liegt, bis auf einige Grade genau dadurch bestimmt werden, daß man die Empfangsantenne rundum dreht und die Stellung vermerkt, in welcher sie die von der betreffenden Gebestation anlangenden Zeichen auffängt, bezw. am besten auffängt. Die Gebestation liegt dann in der Richtung, die der, wohin das freie Ende des Empfängerdrahts zeigt, entgegengesetzt

ist. Wenn es nicht angängig ist, den horizontalen Arm sich drehen zu lassen, so ordnet Marconi eine Anzahl horizontaler Empfangsantennen wie die Speichen eines Rades an, und zwar mit einem gemeinsamen kürzeren senkrechten Arm als Mittelpunkt (siehe Fig. 21). In

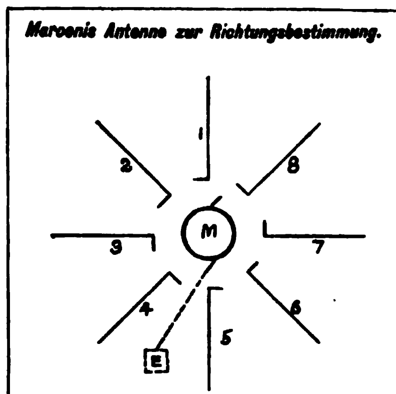


Fig. 21.

den senkrechten Arm wird ein magnetischer Detektor eingeschaltet, und durch eine Schaltvorrichtung kann jede beliebige horizontale radiale Antenne mit diesem Detektor in Verbindung gesetzt werden. Man sucht nun, welche Speiche die stärksten Zeichen gibt, und findet so mit Leichtigkeit die Lage der Sendestation. Wir sehen also, daß Marconi zu zwei scharf definierten Prinzipien gelangt ist. Erstens zu dem Prinzip, daß die Unsymmetrie der Strahlung und des Empfangsvermögens auf der Verwendung solcher Antennen beruht, deren wagerechter Teil im Vergleich zu dem senkrechten groß ist, und zweitens das Prinzip, daß das Maximum der Strahlung nach der Seite hin erfolgt, die der Seite, nach welcher das freie Ende des horizontalen Stückes zeigt, entgegengesetzt ist. Diese beobachteten Erscheinungen ruhen auf einer festen wissenschaftlichen Grundlage und lassen sich, wie ich nachgewiesen habe, aus den ersten Prinzipien ableiten.

Bevor Marconi seine Versuche angestellt hatte, waren keinerlei bestimmte leitende Grundsätze für die gerichtete Telegraphie veröffentlicht worden, sondern es waren nur eine Anzahl zusammenhangloser Beobachtungen gemacht worden, die nicht immer richtig gedeutet oder auch nur veröffentlicht worden waren und jedenfalls nur begrenzte Anwendung gefunden hatten.

Inzwischen hat Professor Ferdinand Braun in Straßburg das Problem der Richtung der Strahlung von einer Antenne auf einem anderen Wege in Angriff genommen. Seine Methode ist in kurzen Zügen folgende: Er errichtet drei senkrechte Antennen in den Eckpunkten eines gleichseitigen Dreiecks, oder vier in den Ecken eines Quadrats, dessen Seiten ungefähr gleich der Höhe der Antennen sind. In diesen Antennen erregt er nach einer von ihm im Verein mit den Herren Dr. Mandelstam[1]) und Dr. Papalexi ersonnenen, noch nicht ganz veröffentlichten Methode elektrische Schwingungen, die eine be-

Polardiagramm zur dreifachen gerichteten Antenne nach Braun.

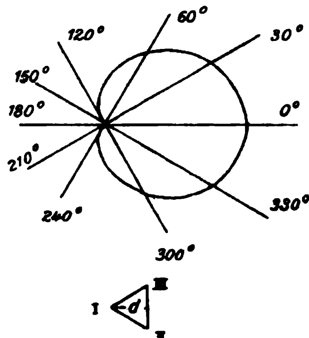


Fig. 22.

stimmte und konstante Phasenverschiebung gegeneinander haben. Es hat sich gezeigt, daß die von diesen drei Antennen ausgesendeten Wellen miteinander im optischen Sinne interferieren, indem sie sich in einigen Richtungen gegenseitig verstärken, in anderen Richtungen einander aufheben, entsprechend ihrem Amplitudenverhältnis und ihrer Phasendifferenz. Die sich ergebende Wirkung läßt sich so einrichten, daß die Strahlung außerordentlich unsymmetrisch und nach einer Seite viel stärker als nach der anderen ist. Die Intensität unter verschiedenem Azimut läßt sich durch den Radiusvektor einer Art ovaler oder herzförmiger Kurve darstellen, wobei die dreifache Senderantenne ihren Platz in der Spitze oder im Scheitel der Kurve einnimmt (siehe Fig. 22). Man sieht also, daß die volkstümliche Auffassung von dem Problem

---

1) Vergl. Abhandlung von Prof. Braun im vorliegenden Heft, ferner wird Dr. Mandelstam im II. Heft eine ausführliche Arbeit hierüber bringen. Die Redaktion.

der gerichteten Telegraphie keineswegs den Kern der Sache trifft. Wenn wir auch noch nicht ein enges Strahlenbündel langwelliger elektrischer Strahlung nach irgendeiner beliebigen Richtung werfen oder es vollständig auf eine gegebene Empfangsstation in großer Entfernung konzentrieren können, so kann doch schon viel geschehen, um zu verhindern, daß von den Gebestationen Strahlung nach solchen Richtungen hin ausgesendet wird, wo sie von keinem Nutzen oder unerwünscht ist.

An Küstenstationen, die mit Schiffen auf See verkehren, ist bereits einiges zur Erreichung dieses Zieles geschehen. Marconi hat vor einiger Zeit derartige richtungsfähige Antennen in seinen mächtigen Stationen zu Poldhu und anderwärts angewandt.

Wir haben hiermit einige Beiträge besprochen, welche in jüngster Zeit seitens der Praktiker wie der Theoretiker zu diesem fesselnden und in der Entwicklung begriffenen Gegenstande geleistet worden sind. Wir können uns allerdings dazu beglückwünschen, daß dauernd Fortschritte gemacht werden, aber es gibt doch dabei noch große Gebiete, von denen wir noch eine überaus unvollständige Kenntnis besitzen. Ein Punkt von großer praktischer Tragweite ist die Notwendigkeit einer systematischen Erforschung der Ursachen, welche die Durchlässigkeit des Raumes für lange elektrische Wellen verändern. Sie werden fortgesetzt in den Tageszeitungen vereinzelte Fälle einer Verständigung von Schiff zu Schiff oder zwischen Schiff und Küste auf außergewöhnlich große Entfernungen hin erwähnt finden. Schiffe, die mit sogenannten Apparaten für kurze Entfernungen ausgerüstet sind, das heißt mit Apparaten, die zur Abgabe und zur Aufnahme von Nachrichten auf ungefähr 200 Seemeilen hin berechnet sind, waren gelegentlich imstande, mit anderen Schiffen zu verkehren, die 600, 800 oder gar 1000 Meilen entfernt waren. Es handelt sich dabei keineswegs nur um eine Frage der persönlichen Geschicklichkeit oder der Apparate. Unsere Erdatmosphäre verändert sich von Tag zu Tag und von Stunde zu Stunde hinsichtlich ihrer Durchlässigkeit für lange telegraphische elektrische Wellen, gerade wie hinsichtlich ihrer Durchlässigkeit für die kurzen Lichtwellen. Eine Begründung, und zwar vermutlich eine stichhaltige, die man hierfür gegeben hat, ist die Ionisation der Atmosphäre durch Sonnenlicht, durch radioaktive Stoffe oder durch elektrisch geladene Materie, die von der Sonne oder aus dem Weltenraum her zu unserer Erde gelangt. Diese in der Luft schwebenden Ionen oder elektrisch geladenen Teilchen werden durch die elektrische Kraft langer elektrischer Wellen, die durch das Gebiet streichen, in Bewegung gesetzt. Hierzu wird aber Energie verbraucht, welche der Welle entzogen werden muß,

und die Welle geht demnach um so viel geschwächt weiter. Dieser Einfluß ist durchaus verschieden von den störenden Einflüssen der atmosphärischen Elektrizität auf die Empfangsantenne. Wie zuerst Marconi auf einer seiner Reisen über den Atlantischen Ozean beobachtet hat, wird die Durchlässigkeit der Atmosphäre für lange elektrische Wellen durch Tageslicht herabgesetzt, und diese verringernde Wirkung des Lichtes auf die Wellenenergie tritt hauptsächlich in der Nähe der Senderantenne zutage, wo die elektrische Kraft am größten ist. Sie schwankt von Stunde zu Stunde und von Monat zu Monat nach bislang unbekannten Gesetzen und besitzt zweifellos sekulare und unregelmäßige Schwankungen, die sich ihren regelmäßigen Veränderungen überlagern. Die drahtlose Telegraphie auf weite Entfernungen ist noch zu jung, als daß Beobachtungen für irgendwelche sichere Verallgemeinerungen über diesen Gegenstand vorliegen könnten, aber mit der Zeit werden solche sicherlich gesammelt werden.

Die drahtlose Telegraphie hat heute eine Stellung von solcher Bedeutung, besonders mit Rücksicht auf den Verkehr über See, erlangt, daß der wissenschaftlichen Forschung zu ihrer Förderung die größtmögliche Aufmunterung zuteil werden sollte, natürlich unter Berücksichtigung der Tatsache, daß für uns alle nur ein Äther vorhanden ist. Wenn wir auch Befriedigung aus dem Gedanken schöpfen können, daß so viele wertvolle Entdeckungen und Erfindungen bereits die Anstrengungen der auf diesem Gebiete Arbeitenden in manchen Ländern belohnt haben, so brauchen wir doch nur nach allen Richtungen um uns zu blicken, um mit dieser Frage in Verbindung stehende ungelöste Probleme, unbetretene Felder zu sehen, weite Felder des Wissens, die reif sind zur Ernte, und in denen die Sichel des Schnitters noch niemals geschwungen worden ist.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 28. Mai 1907.)

Anm. d. Red. Um Prioritätsreklamationen zu begegnen, ist es wohl nötig, darauf hinzuweisen, daß das von Herrn Fleming beschriebene Cynometer und der auf S. 105 angegebene Hitzstrommesser leichte Abänderungen von Apparaten darstellen, die schon seit längerer Zeit für dieselben Zwecke, für welche sie Herr Fleming vorschlägt, im Gebrauch sind.

Ein Universalmeßgerät für die Strahlen-Telegraphie und -Telephonie.

Von **Eugen Nesper.**

Als ein den praktischen Forderungen am besten entsprechendes Meßinstrument der Strahlentelegraphie hat sich der geeichte quasistationäre schwach gedämpfte Schwingungskreis bewährt. Dieser ist aus den Arbeiten von Hertz und Bjerknes hervorgegangen, teilweise von letzterem angewendet und wohl zuerst von Zenneck und darauf von Drude für die speziellen Zwecke der Strahlentelegraphie und der Untersuchungen von Schwingungskreisen angewendet worden. Die Zenneck sche Laboratoriumsmeßanordnung, der die von Drude ähnlich ist (Winter 1901/02), welche aus einem geschlossenen Schwingungskreis bestand, dessen Selbstinduktion und Kapazität veränderlich waren, wobei das Schwingungssystem mit einem Strom- oder Spannungsindikator verbunden war und die zu der jeweiligen Kapazitäts- und Selbstinduktionsstellung gehörende Frequenz abgelesen werden konnte, wurde von Braun, Brandes und Mandelstam bei Messungen an Luftleitern benutzt und darauf zur weiteren konstruktiven und kommerziellen Ausbildung dem Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie System Prof. Braun und Siemens & Halske übergeben.

Das Resultat der Arbeiten dieser Gesellschaft war der unter dem Namen Franke-Dönitzscher Wellenmesser seit dem Sommer 1903 bekannt gewordene Apparat. Prinzipiell war der Franke-Dönitzsche Wellenmesser mit dem Zenneckschen Meßsystem identisch. Konstruktiv wich er von diesem ab und zwar sowohl hinsichtlich der Formgebung, der Kapazität und Selbstinduktion, als auch in bezug auf den Resonanzindikator. Als solchen hatte Zenneck einen möglichst empfindlichen, wenig rückwirkenden Stromindikator (Bolometer usw.) verwendet; bei dem Franke-Dönitzschen Wellenmesser gelangte ein induktiv mit dem Schwingungssystem verhältnismäßig große Energiemengen verzehrendes Hitzdrahtthermometer zur Anwendung. In dieser Hinsicht ist eine erhebliche Verschiedenheit zwischen den beiden Frequenzmessern vorhanden, welche beim Franke-Dönitzschen Wellenmesser zu folgenden Konsequenzen führt.

Da das Anzeigeinstrument, damit es den Resonanzkreis nicht merklich dämpfen soll, nur lose mit diesem gekoppelt werden müßte, d. h. nur wenig von der im Resonanzkreise schwingenden Energie ver-

zehren dürfte, müßten im Resonanzkreis bei der Anwendung des immerhin mehrere Zehntel Watt verbrauchenden Instrumentes verhältnismäßig große Energiemengen schwingen. Dieser Übelstand zwang dazu, erstens den Kondensator für verhältnismäßig große Leistungen $\left(\frac{CV^2}{2}\right)$ zu bauen und zweitens, wenn die Primärenergie des Erregerkreises klein war, sehr fest zu koppeln. Dies führte aber wegen der dadurch bedingten Verzerrung der Resonanzkurve[1]) zu Unzuträglichkeiten sowohl bei Messungen der Wellenlänge, als insbesondere bei Dämpfungsmessungen und Kopplungsmessungen.

Ein derartiges Meßinstrument ist deswegen insbesondere zu Dämpfungsmessungen von schwach gedämpften Systemen bedenklich. Bei seiner Anwendung für Wellenmessungen und Kopplungsmessungen kann bereits Vorsicht geboten sein.

Es war daher die Aufgabe gestellt, ein möglichst wenig Energie verbrauchendes Meßsystem mit einem verhältnismäßig stark energieentziehenden Anzeigeinstrument und mit möglichst konstanter Dämpfung zu schaffen.

Die einfachste Lösung, nämlich die Anwendung eines hochempfindlichen Resonanzindikators, der extrem lose Kopplung und verschieden große Energieentziehung erlaubte, z. B. nach dem Vorgange von Zenneck, war für die Praxis der Hochfrequenztechnik wegen der Subtilität eines derartigen Resonanzindikators nicht anwendbar. Es blieb vielmehr, da Elektrometer oder ähnliche Instrumente ausgeschlossen waren, nur die Möglichkeit übrig, ein verhältnismäßig große Energiemengen verzehrendes Indikationsinstrument anzuwenden und dieses in passender Weise mit dem Schwingungskreis zu verbinden. Als derartige Verbindung lag nach den bisherigen Erfahrungen zunächst die induktive Kopplung vor. Diese besitzt jedoch den Übelstand, daß der energieentziehende Resonanzindikator entsprechend den zu verwendenden Wellenlängen stets einen verschieden großen Energiebetrag entzieht und somit das Meßsystem verschieden stark dämpft. Dieser Übelstand könnte allerdings dadurch beseitigt werden, daß die Kopplung des Resonanzindikators von Fall zu Fall verschieden bemessen würde. Dieses erfordert indessen Vorrichtungen, die entweder nicht einfach genug sein können oder deren Bedienung leicht ver-

1) Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie. Stuttgart 1905, S. 637; Nesper, Die Frequenz- und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. Leipzig 1907, S. 225. (Dämpfungsmessungen von Brandes.)

gessen werden könnte, so daß dann in die Ablesungsresultate unkontrollierbare Fehler hinein kommen können.

Diesen Übelständen gegenüber besitzt die automatische Energiezufuhr zum Resonanzindikator erhebliche Vorzüge.

Diese automatische Energiezuführungsregulierung zu dem Resonanzindikator wurde von Hahnemann in dem Wechselstromwiderstandsanschluß des Resonanzindikators gefunden und bei dem von ihm angegebenen Universal-Meßgerät angewendet. Dieser Wechselstromwiderstandsanschluß besteht darin, daß in einem Schwingungssystem mit variabler Selbstinduktion und konstanter Kapazität, in welchem die verschiedenen Meßbereiche durch stufenweise Vergrößerung der Kapazität erreicht werden, eine Selbstinduktion eingeschaltet wird, an welcher der energieentziehende Resonanzindikator angeschlossen ist und daß, wenn im Schwingungssystem die Kapazität variabel und die Selbstinduktion konstant gemacht wird, wobei die verschiedenen Meßbereiche durch Austausch der Selbstinduktion erlangt werden, in das System eine Kapazität eingeschaltet wird, mit der dielektrisch das Hitzdrahtinstrument verbunden wird. Die Energie, welche vom Anzeigeinstrument aufgenommen wird, ist im Verhältnis zu der im Resonanzkreis schwingenden Energie aus den weiter unten angegebenen Gründen hierbei praktisch konstant, daher ist die Dämpfung durch dasselbe auch nahezu konstant; desgleichen ist bei Kapazitätsvariation die Kopplung konstant. Selbstverständlich ist es wesentlich, daß hierbei, wie stets in der Strahlentelegraphie, die elektrischen Dimensionen der einzelnen Elemente passend gewählt werden.

Die nahezu konstante, automatisch regulierte Energiezufuhr des Resonanzindikators, welche in dem zweiten oben geschilderten Falle durch die kapazitive Schaltung erreicht wird, — wobei durch den Kondensator (*C*) eine um so größere Energiemenge fließt, je kleiner die Wellenlänge ist, und die Dimensionen so gewählt werden müssen, daß sowohl bei kleinen Wellenlängen, wie auch bei großen Wellenlängen durch das Hitzdrahtinstrument praktisch derselbe Energiebetrag bei gleicher Energie im Resonanzkreis geht — möge durch folgende Rechnung, welche für ungedämpfte, bezw. schwach gedämpfte Schwingungen, die beim Resonanzmeßkreis allein praktische Bedeutung haben, gilt, erläutert werden:

Fig. 1 zeigt schematisch den Universalwellenmesser mit dem kapazitiv angeschalteten Hitzdrahtinstrument. *A* ist der variable Kondensator, *B* die Selbstinduktion. *C* ist ein im Verhältnis zu *A* sehr großer fester Kondensator, mit welchem dielektrisch durch die gegen-

über C viel größeren Kondensatoren C_1 und C_2 das Hitzdrahtinstrument D verbunden ist.

Die kapazitive Anschaltung des Hitzdrahtinstrumentes ist nochmals gesondert in Figur 2 schematisch wiedergegeben, wobei sowohl die Kapazität C, als auch das Hitzdrahtinstrument (es kommt ein

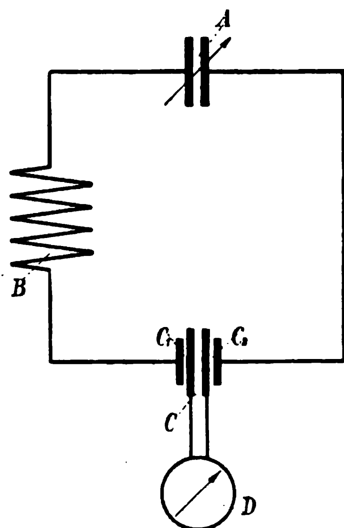


Fig. 1.

Hitzdrahtinstrument von Hartmann & Braun A.-G. mit einem Hitzdraht von 13 Ohm Widerstand und einen Energiebetrag von $^1/_{10}$ Watt für die ganze Skala zur Anwendung) als Widerstände aufgefaßt sind. Die Kapazitäten C_1 und C_2 sind hierbei also sehr groß und können daher gegenüber der variablen Kapazität des Universalmeßgerätes vernachlässigt werden.

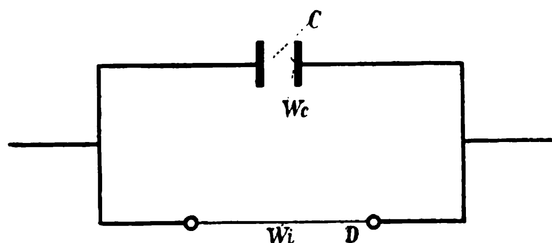


Fig. 2.

Wenn man mit $\mathfrak{E}$ die gesamte im System (Fig. 2) vorhandene Energie bezeichnet und mit $\mathfrak{E}_1$ die im Hitzdrahtwiderstand vernichtete Energie, ergibt sich nach Eintragung der obigen Bezeichnungen

$$\frac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{E}} = \frac{w_c}{\sqrt{w_c{}^2 + w_1{}^2}}$$

Bezeichnet man mit w_r den resultierenden Widerstand des gesamten in Fig. 2 gezeichneten Systems, mit w_{sch} den scheinbaren Ohmschen Widerstand dieses Systems, so hat man

$$\frac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{E}} = \frac{w_{sch}}{w_r}.$$

Nun ist

$$w_r = \frac{w_c . w_1}{\sqrt{w_c{}^2 + w_1{}^2}}.$$

Daher ergibt sich

$$w_{sch} = w_1 \frac{w_c{}^2}{(w_c{}^2 + w_1{}^2)}.$$

Mit der Ermittlung dieses Ausdruckes hat man die Größe der Dämpfung der in Fig. 2 dargestellten Kombination, welche aus Kapazität und Hitzdrahtinstrument besteht, gefunden und es ist möglich, nach der gegebenen Formel rechnerisch verschiedene Werte für w_{sch} zu ermitteln und nach Einsetzung dieser Werte in die Formel für die Dämpfung des gesamten Meßsystems die Dämpfungen bei verschiedenen Wellenlängen zn bestimmen.[1])

Man erhält auf diese Weise zwar kein absolut konstantes Meßsystem, aber ein solches, bei dem die Dämpfung durch die Kombination von Kapazität und Hitzdrahtinstrument nicht über ein zulässiges Maß steigt und vor allem genau bestimmbar ist, so daß mit einem derartigen Instrument nicht nur genaue Frequenzmessungen möglich sind, sondern auch vor allem exakte Dämpfungsbestimmungen ausgeführt werden können.

Während es also auf diese Weise möglich war, trotz Anwendung eines stark energieentziehenden Hitzdrahtinstrumentes ein exakt arbeitendes Meßsystem herzustellen, war auf der anderen Seite noch die Forderung zu berücksichtigen, ein kompendiöseres und betriebssicheres Instrument als die bisher bekannten Anordnungen und ein sämtliche Messungen auf einer strahlentelegraphischen Station gestattendes Meßinstrument zu schaffen.

---

1) Praktisch schwankt der Anteil an der Gesamtdämpfung bei den ausgeführten Apparaten durch das kapazitiv angeschaltete Hitzdrahtinstrument zwischen $^3/_5$ und $^3/_7$.

Diese Forderungen wurden universell durch die nachfolgende Konstruktion des Hahnemannschen Wellenmessers[1]) erfüllt, insbesondere dadurch, daß die einzelnen Schaltungselemente abschaltbar (stöpselbar) mit dem Hauptsystem verbunden wurden.

Die Ausführung des Universalmeßgeräts ist entsprechend Fig. 3 folgende:

In einem mit Metallbeschlägen versehenen Holzkasten *A*, dessen oberer Teil in Form eines mit auseinander ziehbaren Scharnieren versehenen Deckels ausgeführt ist, ist eine Hartgummiplatte *B* montiert, welche die einzelnen Schaltungselemente trägt. Diese bestehen in der Hauptsache aus einem Drehplatten-Kondensator *C*, dessen bewegliche Platten durch einen Hartgummiknopf *D*, welcher mit einer Einstellvorrichtung versehen ist, bewegt werden können. Der Hartgummiknopf ist außerdem mit zwei Zeigern versehen, nämlich einem gewöhnlichen Spitzenzeiger *E* und einem Fensterzeiger *F* (nach Dr. Beggerow). Der erstere bestreicht eine von 0 bis 180° geteilte Skala, der letztere 5 Skalen, welche direkt in Wellenlängen und zwar von 85 bis 2500 m geeicht sind. Mit dieser Anordnung ist eine außerordentlich genaue Ablesung möglich geworden, da der im Fensterzeiger verwendete Ablesedraht aus sehr dünnem Material gewählt werden kann. Die Platten des Kondensators *C* sind an Stöpselkontakte *G* geführt, welche ihrerseits mit dem Spulenhalter *H*, an welchem Spulen bei *I* angestöpselt werden können, verbunden werden. Der auswechselbare Spulenhalter oder Kontaktarm *H* ist so ausgeführt, daß er in jede beliebige Stellung gebracht und darin festgehalten werden kann. Die mit ihm zu verbindende für die verschiedenen Wellenlängen verschieden groß bemessenen Spulen *K* sind im Deckel des Wellenmesserkastens angeordnet. Bei ihrer Formgebung und Bewicklung mit Draht ist auf eine möglichst geringe Dämpfung Rücksicht genommen, indem einerseits der Spulendurchmesser etwa gleich der halben Spulenhöhe gewählt wurde und indem ferner die für die verschiedenen Wellenlängen gewickelten Spulen aus verschieden starkem Draht gewickelt wurden. Auf der Wellenmesserplatte *B* ist ferner ein Doppelunterbrecher *L* vorgesehen, welcher mit einem Schutzgehäuse ausgerüstet ist. Der Doppelunterbrecher wird mittels eines Drucktasters *M* betätigt. Der untere Teil des Wellenmesserkastens ist in Form einer Schublade ausgebildet, in welcher Reserveteile und ein durch einen Schalter *N*

---

[1]) Dieses Universalmeßgerät wird von der C. Lorenz-Aktiengesellschaft, Berlin SO. 26, hergestellt und vertrieben.

zu betätigendes Element P montiert ist, welches zum Betriebe des Doppelunterbrechers dient.

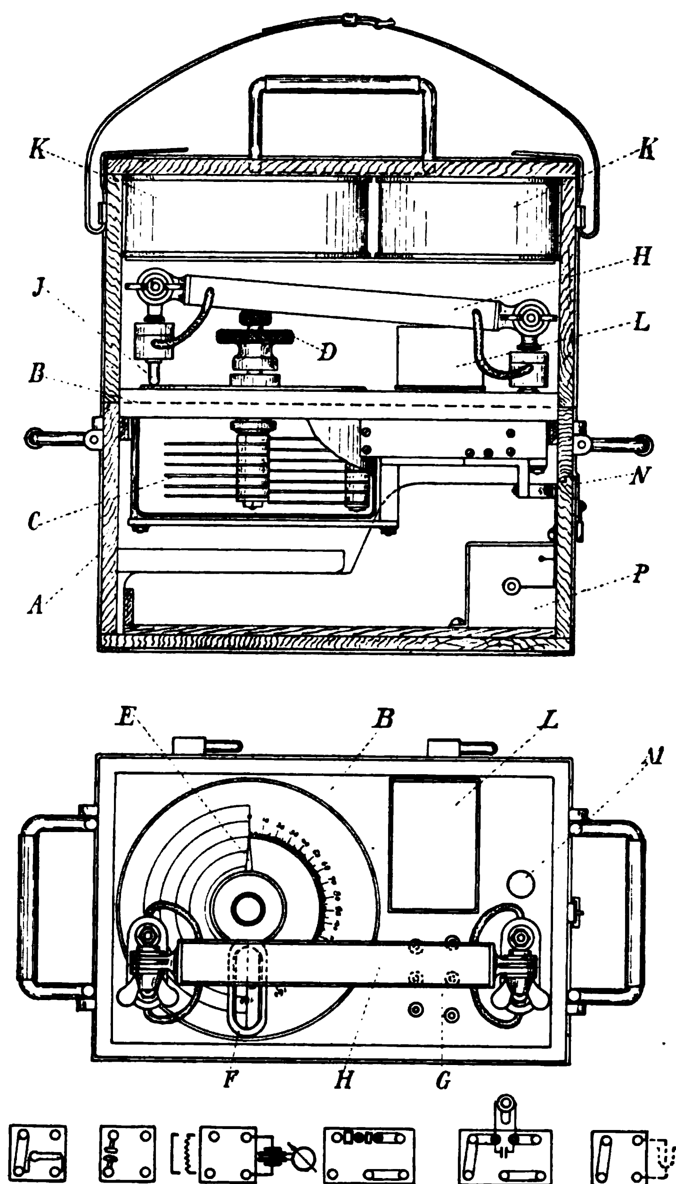


Fig. 3.

In die Stöpsellöcher *G* können zur Herstellung der verschiedenen Resonator- und Oszillatorschaltungen, welche weiter unten näher gekennzeichnet sind, verschiedene Stöpsel eingesetzt werden.

Diese Stöpsel sind in Fig. 3 unten dargestellt. Ihre Bedeutung ist von links nach rechts folgende:

Der am weitesten links gezeichnete Stöpsel ist für die Schaltung des Universalmeßgerätes als geeichter Wellenmesser mit Heliumröhre als Resonanzindikator vorgesehen. Die verwendete Heliumröhre ist nach dem Vorschlage von Ament mit einer verstellbaren Elektrode versehen, um die Empfindlichkeit beliebig einregulieren zu können. Daneben ist ein Stöpsel für Oszillatorschaltung mit Funkenstrecke wiedergegeben. Neben diesem ist ein mit Widerstand und Kurzschlußvorrichtung versehener Stöpsel erkennbar, welcher das kapazitiv mit dem Schwingungskreise verbundene Hitzdrahtinstrument zeigt. Hierzu kommen noch die rechts dargestellten Stöpsel, welche zur Betätigung des Universalmeßgerätes für Hörempfang und Fernwellenmessung dienen.

Die durch die Spulen *K* und den Kondensator *C* mit den Zwischenleitungen erzeugten Wellenlängen, welche, wie oben angegeben, zwischen ca. 85 und 2500 m liegen, können entweder mittels des Spitzenzeigers *E* und einer dem Universalmeßgerät beigegebenen Tabelle oder Eichkurve bestimmt, oder direkt mittels des Fensterzeigers *F* an den Wellenlängenskalen abgelesen werden.

Die konstruktiven Ausführungsformen des Wellenmessers sind in in den Figuren 4 bis 7 zum Ausdruck gebracht.

Fig. 4 zeigt den Wellenmesser mit aufgeklapptem Deckel. Auf der Wellenmesserplatte ist vorn der Spulenhalter, ferner sind die Zeiger und Skalen des Drehkondensators erkennbar, sowie der eine Heliumröhre enthaltende Schaltstöpsel und der Doppelunterbrecher mit Schalldämpfungs- und Schutzgehäuse. Im Deckel des Universalmeßgerätes sind die Spulen mit Anschlußkontakten, die Funkenstrecke mit Schalldämpfungs- und Schutzgehäuse und Beobachtungsfenster und ein Reserve-Heliumröhrenstöpsel ersichtlich.

Fig. 5 zeigt das Universalmeßgerät während des Betriebes als Oszillator schwach gedämpfter Schwingungen. Zur Kontrolle der Arbeitsweise des Doppelunterbrechers ist das Telephon eingestöpselt.

Fig. 6 zeigt Zubehör- und Reserveteile, sowie das mit Einstellvorrichtung und Sicherung versehene Hitzdrahtinstrument. Neben diesen sind die auswechselbaren Spulen, der Spulenhalter, der Doppelunterbrecher mit abgenommenem Schutzgehäuse erkennbar. Ferner



Fig. 4.

gibt die Figur den Funkenstreckenstöpsel, ein Element, ein Kontrolltelephon und verschiedene andere Reserveteile, wie biegsame Litzen, Reservekalotten, Stöpsel und dergl. wieder.



Fig. 5.

Fig. 7 zeigt den Wellenmesser in verpacktem Zustande. Derselbe bildet eine gegen äußere Einflüsse vollkommen geschützte



Fig. 6.

Anordnung. Sein Gewicht überschreitet 14 kg nicht wesentlich. Die Abmessungen des möglichst klein gehaltenen Universalmeßgerätes betragen etwa 330 × 310 × 200 mm.



Fig. 7.

Die Arbeitsgebiete des Universalmeßgerätes, welche durch einfache Stöpsel hergestellt werden können, sind folgende:

1. Geeichte Resonatorschaltung mit einer Heliumröhre nach Ament oder einer anderen spektralanalytischen Röhre als Resonanzindikator zur Feststellung des Resonanzmaximums und zur direkten Ablesung der Wellenlänge eines zu messenden Schwingungssystemes.

2. Geeichte Resonatorschaltung mittels eines kapazitiv (dielektrisch) mit dem Resonanzkreis verbundenen Energieanzeigers zu dem Zwecke, um die volle Resonanzkurve aufzunehmen, bezw. die Frequenz, die Dämpfung, die Kopplung oder dergl. festzustellen.

3. Geeichte Oszillatorschaltung mit Lichtbogen-Generator zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen bestimmter Frequenz, welche entweder direkt am Wellenmesser abgelesen werden kann, oder mittels Kurven oder Tabellen bestimmt wird.

4. Geeichte Oszillatorschaltung mit Doppelunterbrecher zur Erzeugung schwach gedämpfter elektromagnetischer Schwingungen bebestimmter Frequenz. Die Ablesung erfolgt hierbei wie unter 3. Diese Schaltung, bei welcher eine Anordnung von Eichhorn (D. R.-P. 157056, angem. 20. 12. 1903, ausgegeb. 28. 11. 1904, Schaltungsanordnung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen benutzt wird, dient im wesentlichen dazu, die Kontrolle der Betriebsbereitschaft von Empfangskreisen, Detektoren, Erdleitungen etc. zu bewirken.

5. Geeichte Oszillatorschaltung mit Funkenstrecke zur Erzeugung gedämpfter Schwingungen stärkerer Intensität. Diese Schaltung kann zu den mannigfaltigsten Zwecken Anwendung finden, insbesondere auch, um über kleinere Entfernungen bei Verwendung eines Luftleiters zu telegraphieren.

6. Als Empfänger für beliebig erzeugte Schwingungen, wobei entweder ein Detektor mit Telephon etc. oder einem anderen geeigneten Anzeigeinstrument mit dem Wellenmeßkreise verbunden ist oder unter Einfügung einiger Schaltungselemente der Doppelunterbrecher mit Telephon als Empfangs-Indikator dient. Diese Anordnung kann auch dazu benutzt werden, um die Wellenlänge einer entfernten Sendestation festzustellen.

7. Geeichte Schaltungsvorrichtung zur Messung von Kapazitäten und Selbstinduktionen von Schwingungskreisen.

Die Vorteile gegenüber dem bisher Bekannten sind, abgesehen von der oben auseinandergesetzten praktisch konstanten Energieent-

ziehung durch das Hitzdrahtinstrument und der nahezu konstanten Dämpfung, folgende:

Mit einer leicht übersichtlichen Anordnung können durch einfache Abschaltung, welche auch ohne Irrtümer von Nichtsachverständigen ausgeführt werden kann, die verschiedensten Schaltungsmöglichkeiten als Oszillator, Resonator, Fernwellenmesser etc. unter Anwendung einfacher Stöpsel hergestellt werden.

Hierzu kommt noch u. a. beispielsweise die Wahl des Verhältnisses von Kapazität zu Selbstinduktion, welche derart getroffen ist, daß sowohl für den Spannungsindikator (Heliumröhre) als auch für das kapazitiv angeschlossene Hitzdrahtinstrument, welches etwa $^1/_{10}$ Watt Maximalverbrauch besitzt, dieselbe Empfindlichkeit erzielt wird.

Für die Größe der Kapazität des Plattenkondensators war die Forderung maßgebend, daß bei einer mäßigen Leistung des das Universalmeßgerät bei Oszillatorschaltung erregenden Induktors mit möglichst hoher Spannung gearbeitet wird, um Funkenstrecken, die kleiner als 2 mm sind und die verhältnismäig stark dämpfen, nicht anwenden zu brauchen. Auf diese Weise besitzt auch der Wellenmesser als Oszillator eine verhältnismäßig geringe Dämpfung.

Besonders berücksichtigt wurde bei der Konstruktion des Meßgerätes die gleichmäßige Überdeckung der Kurven der fünf Meßbereiche, um jede Wellenlänge gleich gut bei allen vorkommenden Messungen herstellen zu können.

Außer den anderen zum Teil oben mitgeteilten Vorzügen seien noch erwähnt das Prinzip der leichten Auswechselbarkeit und daß diejenigen Schaltungselemente, wie Heliumröhrenstöpsel, Doppelunterbrecherstöpsel etc., welche trotz exakter Herstellung verhältnismäßig leicht versagen können, in zwei Exemplaren dem Universalmeßgerät beigegeben werden, um eine möglichst hohe Betriebssicherheit zu erzielen.

(Eingesandt am 19. Juli 1907.)

Über eine Methode zur objektiven Darstellung der Schwingungsvorgänge in einfachen und gekoppelten Kondensatorkreisen.

Von **L. Mandelstam.**

In den folgenden Zeilen soll eine Methode beschrieben werden, welche gestattet, in einfacher Weise Stromkurven bei Entladungen von Kondensatoren objektiv mit der Braunschen Röhre darzustellen. Außerdem sollen einige Versuche mitgeteilt werden, welche mir geeignet zu sein scheinen, die Vorgänge in gekoppelten Kondensatorkreisen zu demonstrieren.

Es liegen bekanntlich einige Methoden vor, um die Bewegung, welche der Lumineszenzfleck unter der Einwirkung eines veränderlichen Feldes ausführt, „auszuziehen" und auf diese Weise eine auf dem Schirm der Braunschen Röhre feststehende Kurve zu erhalten. Ich verweise auf die Arbeiten von Zenneck[1]) und Simon und Reich.[2])

In Fig. 1 ist die Anordnung schematisch dargestellt, welche das „Ausziehen" bei der von mir benutzten Methode bewirkt. Ich möchte

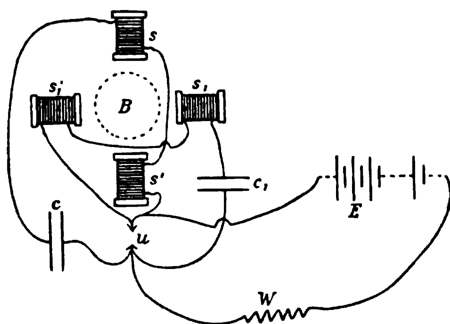


Fig. 1.

gleich hier bemerken, daß diese Methode als Demonstrationsmethode dienen soll. Es bleibt zunächst dahingestellt, ob sie sich gut auch zu genauen quantitativen Messungen verwerten läßt. Ich will die Wirkung der Anordnung an Hand eines Versuches erläutern. In der

1) J. Zenneck, Wied. Ann. **69**, 839 ff, 1899.

2) H. Th. Simon und M. Reich, Phys. Ztschr. **2**, 284 ff., 1901.

Figur 1 ist $c_1\ s_1\ s_1'\ u\ c_1$ ein Kondensatorkreis, dessen Stromkurve auf dem Schirm B dargestellt werden soll. Die Indikatorspulen s_1 und s_1' bilden wie gewöhnlich einen Teil dieses Kreises. Unter dem Einflusse des darin fließenden Stromes wird der Fleck vertikal aus seiner Ruhelage abgelenkt. Der Kondensator c_1 wird aus der Akkumulatorenbatterie E geladen (bei meinen Versuchen 120 Volt), wenn die Kontaktstelle des Unterbrechers u offen ist. Als Unterbrecher habe ich entweder einen gut laufenden Turbinenunterbrecher, oder einen gewöhnlichen Quecksilberunterbrecher mit eintauchendem Metallkontakt, welcher mit einem kleinen Motor betrieben wurde, benutzt. Wird der Kontakt geschlossen, so entladet sich der Kondensator c_1 durch die Spulen s_1 und s_1'. W ist ein großer Widerstand (1000 Ω), welcher dazu dient, starke Ströme in $E w u E$ beim Schließen des Unterbrechers zu vermeiden. An den Polen desselben Unterbrechers u liegt ein zweiter Kondensatorkreis, welcher den wesentlichen Teil der Anordnung bildet. Der Entladungsstrom dieses Kreises hat eben die Funktion, den Fleck in horizontaler Richtung proportional mit der Zeit abzulenken und auf diese Weise die Stromkurve herzustellen. Die Kapazität c wird aus derselben Batterie wie c_1 geladen und die Entladung beider Kreise setzt gleichzeitig ein.

Um die gewünschte Proportionalität des Entladungsstromes im Kreis $c s s' u c$[1]) mit der Zeit zu erhalten, bin ich folgendermaßen verfahren. Der Kreis wurde aperiodisch gemacht. Der Ausschlag des Fleckes, welcher der maximalen Stromstärke in diesem Kreise entspricht, ist viel größer als die horizontalen Dimensionen des Röhrenschirmes, so daß nur der Anfang der Entladung für das „Ausziehen" zur Verwendung gelangt. In diesem Gebiete ist aber der Strom wenigstens angenähert eine lineare Funktion der Zeit. Der übrige Teil des Stromes wirft den Fleck außerhalb des Schirmes und gelangt nicht zur Beobachtung. In meinem Falle war die maximale Stromstärke etwa fünfmal so groß als diejenige, welche den Fleck bis zum Rand des Schirmes ablenkte. Dabei waren die Dimensionen des Kreises $c s s' u c$ die folgenden: $c = 5{,}4$ Mikrofarad. Die Spulen s und s' hatten je ca. 16500 Windungen. Ihr Widerstand betrug je ca. 1045 Ω, ihre Länge 10 cm, Durchmesser der äußersten Wickelung 5 cm, der innersten 1,5 cm. In den Spulen befand sich ein Bündel aus dünnen Eisendrähten.

1) Bei vielen Versuchen war nur eine von den Spulen s und s eingeschaltet, die zweite wurde dann kurz geschlossen.

Beim Abfallen des Stromes kommt der Fleck, dessen maximale Ablenkung, wie oben erwähnt, weit außerhalb des Schirmes fällt, zurück. Zu dieser Zeit ist aber der Strom in $c_1\, s_1\, s_1'\, u\, c$ auf solche kleine Amplitude gefallen, daß der Fleck nunmehr eine horizontale Gerade, also die Abszissenachse zeichnet. Es ist vorteilhaft, um den ganzen Schirm ausnutzen zu können, den Lumineszenzfleck von vorn herein etwa mit einem justierbaren Magneten auf den linken Rand des Schirmes abzulenken, wenn die Ablenkung durch den Kreis $c\, s\, s'\, u\, c$ nach rechts erfolgt. Man erkennt weiter, daß der Ladestrom bei dieser Anordnung nicht störend wirken kann, denn wenn, wie angenommen, der Fleck bei der Entladung nach rechts abgelenkt wird, so verschiebt der Ladestrom den Fleck nach links. Das synchrone Einsetzen der beiden Kreise $c_1\, s_1\, s_1'\, u\, c_1$ und $c\, s\, s'\, u\, c$, welches wesentlich ist, um die Kurve stets auf derselben Stelle zu erhalten, ist, wie man sieht, bei der beschriebenen Anordnung ohne weiteres gesichert. Ich will noch die Dimensionen anführen von einem der Kreise, welche gebraucht worden sind zur Darstellung einer gewöhnlichen Entladungskurve: $c_1 = 0{,}5$ Mikrofarad, s_1 und s_1' Spulen zu je ca. 1750 Windungen, ca. 6 Ω Widerstand, Länge 10 cm, Durchmesser der äußersten Wickelung 5 cm, der innersten 1,5 cm.

Der Selbstinduktionskoeffizient einer Spule betrug ca. 0,023 Henry, so daß die Wechselzahl bei Parallelschaltung beider Spulen ca. gleich 3700 p. sec. ist. Es lassen sich nun selbstverständlich die Abhängigkeit der Wechselzahl von der Größe der Kapazität und Selbstinduktion gut demonstrieren, letzteres indem man z. B. in die Spule s_1 oder in eine andere Spule, welche man in den Kreis einschaltet, einen Eisenkern einführt. Ist der Kern massiv, so sieht man, wie außer der Schwingungsdauer auch die Dämpfung stark zunimmt. Durch allmähliche Einführung eines Ohmschen Widerstandes kann der Kreis stetig bis zur Aperiodizität gedämpft werden. Bei den obengenannten Dimensionen ohne Eisenkern entfielen etwa 11 volle Schwingungen auf den Schirm der Braunschen Röhre.

Um nun die Vorgänge in zwei gekoppelten Kondensatorkreisen zu veranschaulichen, kann man folgendermaßen verfahren: Der Kreis, welcher die „Ausziehung“ bewirkt, bleibt unverändert; in der Fig. 2 sind von diesem Kreis nur die Ablenkungsspulen eingezeichnet. Mit dem Kreis $c_1\, s_1\, s_3\, u\, c_1$, welcher im folgenden mit I bezeichnet wird, wird ein zweiter Kreis, im folgenden mit II bezeichnet, gekoppelt. Ich habe bei den Versuchen die direkte Koppelung, wie in der Fig. 2 angedeutet, als die bequemere, gewählt. Die Schaltungsweise ist aus dieser

Figur ohne weiteres zu entnehmen. Beide Kreise waren identisch gebaut. c_1 gleich $c_2 = 1$ Mikrofarad. $s_1 = s_2$ waren die oben erwähnten Spulen mit 1750 Windungen. Die gemeinschaftliche Selbstinduktion s_3 bestand aus zwei hintereinander geschalteten Spulen von je

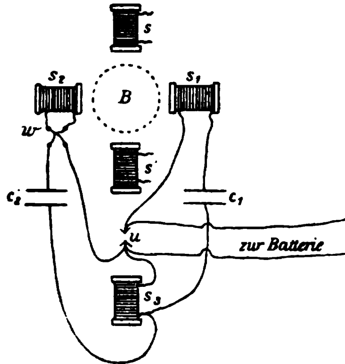


Fig. 2.

265 Windungen (0,24 Ω, äußere Dimensionen wie s), mit unterteiltem Eisenkern.

In den gekoppelten Kreisen I und II entstehen bei der Entladung bekanntlich zwei gedämpfte Sinusschwingungen. Bezeichnen wir mit i_1 bezw. i_2 die Ströme im primären bezw. sekundären Kreis, so ist

$$\begin{aligned} i_1 &= A_1 e^{-\delta t} \sin \pi n_1 t + B_1 e^{-\gamma t} \sin \pi n_2 t \\ i_2 &= A_2 e^{-\delta t} \sin \pi n_1 t + B_2 e^{-\gamma t} \sin \pi n_2 t . \end{aligned} \tag{1}$$

Es ist wesentlich, daß die Schwingungen derselben Wechselzahl in beiden Kreisen nahezu gleichphasig sind. Es gilt außerdem sehr annähernd

$$\frac{A_1}{A_2} = -\frac{B_1}{B_2} . \tag{2}$$

1. Um nun die i_1-Kurve zu erhalten, entfernt man die Spule s_2 so weit von der Röhre, daß ihr magnetisches Feld auf das Kathodenstrahlenbündel keine Wirkung mehr ausübt. Entsprechend der Gleichung (1) wird man Schwebungen erhalten müssen, welche durch die Überlagerung von zwei Sinusschwingungen bedingt sind. Fig. 3 zeigt die erhaltene Kurve. Letztere ist nach einer aufgenommenen Photographie gezeichnet, ebenso wie die Kurve Fig. 4.

2. Entfernt man s_1 und läßt s_2 allein wirken, so bekommt man den Verlauf des induzierten Stromes — Fig. 4. Beide Kurven bedürfen

wohl keiner weiteren Diskussion. Verändert man die Schwingungsdauer des Primärkreises, indem man z. B. einen Eisenkern in die Spule einschiebt, so fällt die Stromstärke im Kreise II, bis schließlich auf dem Schirm eine horizontale Gerade bleibt. Es läßt sich auf diese Weise die Resonanzerscheinung demonstrieren.

3. Läßt man dagegen, wie unter 1., s_1 allein auf die Röhre wirken und verstimmt man die beiden Kreise, so nimmt die i_1-Kurve allmählich die Form einer gewöhnlichen gedämpften Sinuskurve an.

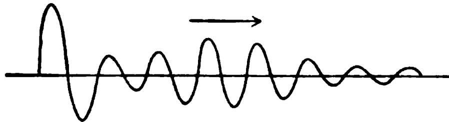


Fig. 3.

4. Durch Ausziehen des Eisenkerns aus der Spule s kann die gemeinschaftliche Selbstinduktion verändert werden, ohne dabei im vorliegenden Falle (identische Kreise) die Abstimmung zu zerstören. Dadurch wird die Koppelung loser und übereinstimmend mit der Theorie werden die Schwebungen langsamer.

5. Um jede der beiden Schwingungen, welche in den gekoppelten Kreisen entstehen, gesondert auf dem Schirm zu erhalten, kann folgendermaßen verfahren werden. Man läßt gleichzeitig beide Spulen s_1

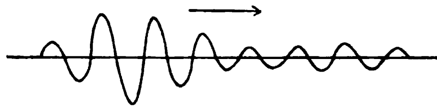


Fig. 4.

und s_2 auf das Kathodenstrahlenbündel wirken. Die vertikalen Ausschläge des Lumineszenzfleckes werden dann proportional zu $a_1 \cdot i_1 + a_2 i_2$, wo a_1 und a_2 Proportionalitätsfaktoren sind, oder wenn man für i_1 i_2 ihre Werte aus (1) einsetzt, proportional zu

$$(a_1 A_1 + a_2 A_2) e^{-\delta t} \sin \pi n_1 t + (a_1 B_1 + a_2 B_2) e^{-\gamma t} \sin \pi n_2 t \qquad (3)$$

Die Werte von a_1 und a_2 sind ceteris paribus durch die Stellung der Spulen bedingt. Man kann nun durch Verschieben von einer derselben bewirken, daß in dem Ausdruck (3) nur eine der beiden Schwingungen übrig bleibt. Hat man die Stellung der Spulen so einreguliert, daß z. B. $a_1 A_1 + a_2 A_2$ verschwindet, so zeichnet der Fleck offenbar eine

zu $e^{-\gamma t} \sin \pi n_2 t$ proportionale Kurve. Wegen der Relation (2) hat man nur den Strom in s_2 zu kommutieren, um die zweite Schwingung auf dem Schirm zu erhalten. Wenn die beiden Kreise, wie bei meinen Versuchen, identisch gebaut sind, so müssen auch die beiden Spulen s_1 und s_2 symmetrisch zur Röhre stehen.

Ich verweise hier auf die Arbeit von C. Fischer, welcher auf Anregung von Prof. Zenneck dieses Prinzip zur Trennung von beiden Schwingungen angewandt hat, indem er beide Kreise gleichzeitig auf einen dritten Resonanzkreis wirken ließ.[1]) Wenn man etwa in den sekundären Kreis eine Wippe w einschaltet, so kann man schnell nacheinander die drei Kurven erhalten. Ist nämlich die Wippe offen, so bekommt man die Eigenschwingung des primären Kreises. Bei einer bestimmten Stellung der Wippe bekommt man die schnellere und bei der anderen die langsamere von den beiden Partialschwingungen. Alle drei Kurven sind gedämpfte Sinusfunktionen. Bei meinen Versuchen verhielt sich die gemeinschaftliche Wechselzahl der Eigenschwingungen der beiden Kreise zu den Wechselzahlen der beiden Partialschwingungen annähernd wie 7 zu 8 und 6.

Man kann auch auf andere Weise eine der Partialschwingungen absondern. In den Ausdrücken (1) sind nämlich δ, γ, n_1, n_2, $\frac{A_1}{A_2}$, $\frac{B_1}{B_2}$ durch die Konstanten der Anordnung gegeben. Die Größe $\frac{A_1}{B_1}$ hängt aber von den Anfangsbedingungen ab.

Bei passender Wahl der Anfangsbedingungen kann man erreichen, daß entweder A_1 oder B_1 verschwindet. In dem hier vorliegenden Falle genügt es, den sekundären Kreis zu derselben Spannung wie den primären zu laden, um in den beiden Kreisen nur eine der Partialschwingungen, und zwar die tiefere, bei der Entladung zu erhalten.

---

1) C. Fischer, Ann. d. Phys. (4) **19**, 182, 1906.

(Eingesandt 5. September 1907.)

Detektoren für elektrische Wellen.[1]

Von J. S. Sachs.

Eine allgemein gültige Theorie über die Vorzüge dieses oder jenes Wellendetektors ist schon aus dem Grunde nicht gut möglich, weil letztere auf sehr verschiedenen Prinzipien beruhen und die meisten dieser Prinzipien uns zwar als experimentelle Tatsachen bekannt sind, ihre Einordnung aber in die bereits erforschten Gebiete der Wissenschaft zum großen Teil auf bisher unüberwindliche Schwierigkeiten stößt. Daraus folgt aber auch unmittelbar, daß man bei der Untersuchung von elektrischen Wellen im großen ganzen bei der Wahl dieses oder jenes Detektors auf eigene oder fremde experimentelle Erfahrungen angewiesen ist. In dem einen Falle kommt man z. B. weiter mit einem Kohärer, in dem anderen mit einem Thermoelement.

Andererseits ist es auch klar, daß eine allgemeine Theorie der Detektoren zur Voraussetzung eine genaue Kenntnis des elektromagnetischen Feldes, wie ein solches sich um einen Empfänger bildet, haben müßte. Und dies ist noch lange nicht der Fall, wir sind vielmehr in dieser Frage noch immer auf sehr weitgehende Vereinfachungen angewiesen. Abgesehen aber davon wird naturgemäß das betreffende Feld von der Konstruktion, Beschaffenheit und sonstigen Eigenschaften der Empfängereinrichtung beeinflußt und alle diese Einflüsse mathematisch zu fassen, dürfte sehr bedeutende Schwierigkeiten bereiten.

Bereits H. Hertz[2]) hat eine Theorie seines Resonators gegeben und spätere Arbeiten[3]) anderer Forscher behandeln das gleiche Thema. Einen Einblick in die Vorzüge dieser oder jenen Meßmethode gewähren uns indessen diese Arbeiten nicht. Dagegen hat Bjerknes[4]) anläßlich einer Abhandlung über elektrische Resonanz zunächst untersucht, welche Meßmethode die günstigsten Resultate ergibt. Allerdings bezieht sich seine Arbeit auf einen Hertzschen Resonator und er faßt ins Auge nur Messungen des Potentials und des Integraleffektes, sie

---

1) Unter dieser Rubrik bringen wir eine zusammenfassende Darstellung über die bisher gebräuchlichen Detektoren bezw. Indikatoren für elektrische Wellen sowie fortlaufende Berichte über Neuheiten auf diesem Gebiete. Die Redaktion.

2) H. Hertz, Wied. Ann. 34, 157, 1888.

3) H. Poincaré, Les oscillations électriques. Paris 1894, S. 220. P. Drude, Zum Studium des elektrischen Resonators. Wied. Ann. 53, 722, 1894 u. a. m.

4) V. Bjerknes, Über elektrische Resonanz. Wied. Ann. 55, 121, 1895.

ist also weder komplett, noch ist sie für die in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Apparate zwingend, da sie aber meines Wissens die einzige ihrer Art ist und infolge der von Bjerknes benutzten Ausgangsgleichungen keine wesentlichen Unterschiede in den Resultaten erwarten läßt bei Benutzung anderer Empfänger als des ursprünglichen Hertzschen Resonators, so möchte ich auf diesen Aufsatz mit einigen Worten eingehen.

Im Resonator sei die Elektrizitätsbewegung dargestellt durch die Gleichung

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\beta\frac{d\varphi}{dt} + (b^2 + \beta^2)\varphi = \mathfrak{A}e^{-\alpha t}\sin(at + \alpha) \qquad (1)$$

wobei φ den Potentialunterschied der zwei Pole des Resonators bedeutet und für die Anfangsbedingungen folgende Beziehungen bestehen:

$$t = o; \quad \varphi = o; \quad \frac{d\varphi}{dt} = o.$$

Es braucht wohl nicht besonders hervorgehoben zu werden, daß in der Gleichung (1) einige hypothetische und einschränkende Annahmen enthalten sind, über deren Einzelheiten ich auf die Originalarbeit verweise.

Bjerknes setzt nun

$\mathfrak{A}$ . . . . . Intensitätsfaktor,
X . . . . . Schwingungsdauer,
γ und δ . . . . . die logarithmischen Dekremente des Oszillators bezw. Resonators,

und findet:

als Ausdruck des elektrischen Integraleffektes der Resonatorschwingung:

$$J = \left(\frac{\mathfrak{A}}{8\pi}\right)^2 \frac{X^5}{\gamma\delta(\gamma+\delta)}$$

für den magnetischen und thermischen Integraleffekt

$$J_i = k^2\left(\frac{\mathfrak{A}}{4}\right)^2 \frac{X^3}{\gamma\delta(\gamma+\delta)}$$

für das Potenial

$$M = \frac{\mathfrak{A}}{4\pi}\cdot\frac{X^2}{\delta}\left(\frac{\gamma}{\delta}\right)^{\frac{\gamma}{\delta-\gamma}} = \frac{\mathfrak{A}}{4\pi}\cdot\frac{X^2}{\gamma}\left(\frac{\delta}{\gamma}\right)^{\frac{\delta}{\gamma-\delta}}$$

Die aus diesen Gleichungen zu ziehenden Schlüsse in Bezug auf den Einfluß der Schwingungsdauer sind für uns weniger wichtig, um

so interessanter ist aber, was sie über den Zusammenhang zwischen Dekrement und Meßmethode besagen.

Nimmt man an, daß die Dekremente gleich sind, d. h. daß Oszillator und Resonator gleich stark gedämpft werden, so wird

$$J = \left(\frac{\mathfrak{A}}{8\pi}\right)^2 \frac{X^5}{2\gamma^3}; \quad J_i = k^2 \left(\frac{\mathfrak{A}}{4}\right)^2 \cdot \frac{X^3}{2\gamma^3}; \quad M = \frac{\mathfrak{A}}{4\pi} \frac{X^2}{e\gamma},$$

wobei

$$e = 2{,}72.$$

Sind also die beiden Dekremente gleich, so ist das Funkenpotential der ersten Potenz, der Integraleffekt der dritten Potenz des gemeinschaftlichen Dekrements umgekehrt proportional.

Ist γ gegenüber δ so groß, daß man letzteres vernachlässigen kann, so ergibt sich

$$J = \left(\frac{\mathfrak{A}}{8\pi}\right)^2 \frac{X^5}{\gamma^2\delta}; \quad J_i = k^2 \left(\frac{\mathfrak{A}}{4}\right)^2 \cdot \frac{X^3}{\gamma^2\delta} \quad M = \frac{\mathfrak{A}}{4\pi} \cdot \frac{X^2}{\gamma}$$

oder mit Worten:

„Das sekundäre Funkenpotential ist umgekehrt proportional dem größten logarithmischen Dekrement und von dem kleineren Dekrement unabhängig."

„Der Integraleffekt ist umgekehrt proportional dem Quadrate des größeren und der ersten Potenz des kleineren Dekrements."

Da das Bestreben der drahtlosen Telegraphie darauf hinausgeht, möglichst ungedämpfte Schwingungen zu erzeugen, denn nur dann kämen die Vorzüge der Resonanz zwischen Geber und Empfänger voll zur Geltung, so ergibt sich aus der obigen Untersuchung der von Drude[1]) so häufig hervorgehobene Schluß: „Der Empfänger der drahtlosen Telegraphie muß auf den Integraleffekt ansprechen."

Geht man zur Beschreibung der vorhandenen Detektoren über, so muß man naturgemäß mit dem Hertzschen Resonator beginnen. So einfach dieser auch sein mag, so wenig brauchbar er sich auch erweist, um Messungen vorzunehmen, so wird man ihn doch stets an erster Stelle nennen, nicht allein, weil ihm diese in historischer Reihenfolge zukommt, aber in der Hauptsache wegen der genialen Folgerichtigkeit, mit der er erdacht wurde und weil wir uns stets staunend vor der Einfachheit der Mittel beugen werden, mit der eine der größten Revolutionen auf dem Gebiete der exakten Forschung vollbracht wurde.

---

1) P. Drude, Über elektrische Schwingungen. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. Referat für die 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Stuttgart. Phys. Zeitschr. 7, 866, 1906.

„Men not Measures" sagen die Engländer und nirgends wird einem die Richtigkeit dieses Ausspruches klarer als wenn man die „Einleitende Übersicht" zum zweiten Bande der gesammelten Werke von Heinrich Hertz liest. Ein einfacher Induktor wie ihn jedes Institut, ja jede höhere Schule aufweist und ein einfach gebogener Draht, das waren die Hilfsmittel des genialen Mannes!

Hertz überlegte etwa wie folgt: Unter dem Einfluß der vom Erreger ausgehenden Schwingungen werden in einem Drahte gleichfalls elektrische Wellen erzeugt und zwar müssen sie an den Enden des Drahtes reflektiert werden, folglich werden es stehende Wellen sein, mit Bäuchen an den Enden und einem Knoten in der Mitte. Die Enden weisen daher größere Potentialdifferenzen auf. Biegt man nun den Draht nahezu zu einem Kreise, so wird zwischen den Enden ein Funke überspringen. Bei gegebener Entfernung der Enden wird dieser Funke dann am kräftigsten sein, wenn die Grundschwingungen des Oszillators und Resonators übereinstimmen, denn dann wird die Eigenschwingung des Resonators infolge der Resonanz am stärksten ausfallen.

Nach Drude (Ann. d. Phys. (4) **9**, 331, 1902) ist die halbe Grundschwingung eines nahezu zu einem Kreise geschlossenen dünnen Drahtes um $6\frac{1}{2}$ Proz. größer als die Drahtlänge. Ist also die Erregerschwingung ebenso groß, so tritt zwischen den Enden des Resonators ein Funke über. In demselben Moment aber haben wir es schon am Resonator mit einem völlig geschlossenen Drahtkreise zu tun und ein solcher schwingt mit einer Wellenlänge, die seiner ganzen Länge gleich ist. Die Schwingung im Resonator wird daher jetzt durch die doppelt so lange Erregerschwingung nicht mehr unterhalten und erlischt. Das Spiel beginnt von neuem, sobald die Verbindung zwischen den zugekehrten Enden des Drahtes (der Funke) aufgehört hat.

Nachdem Hertz mit Hilfe dieses Resonators nachgewiesen hat, daß elektromagnetische Wellen sich im Äther ausbreiten und dadurch der Faraday-Maxwellschen Theorie die ihr noch fehlende experimentelle Bestätigung erbracht hatte, wandte sich die ganze wissenschaftliche Welt diesem neuen Gebiete zu und es ist daher nicht zu verwundern, wenn dabei eine ganze Reihe neuer mehr oder weniger brauchbarer Detektoren zum Nachweis der Hertzschen Wellen erfunden bzw. entdeckt wurden.

Kurz nachdem Hertz seine erste Arbeit der Öffentlichkeit übergeben hatte, wurde von verschiedenen Seiten darauf hingewiesen, daß man bei Benutzung des Hertzschen Resonators nicht notwendig darauf

angewiesen ist, sich auf die Beobachtung des kleinen, zum Teil nur unter dem Mikroskop sichtbaren Funkens zu beschränken. Es sind vielmehr sofort eine ganze Reihe von Methoden aufgekommen, mit Hilfe deren man das Vorhandensein der Schwingungen im Resonator einem größeren Kreise von Zuschauern sichtbar bzw. hörbar machen kann.

So hat Dragoumis[1]) schon im Jahre 1889 vorgeschlagen, die beiden Enden des Resonators in eine Röhre mit verdünnten Gasen zu bringen, wodurch letztere durch den überspringenden Funken zum Aufleuchten gebracht würden.

L. Boltzmann[2]) verband die eine Hälfte eines gradlinigen Resonators mit einem Elektroskop, die andere mit einer Batterie. Gehen zwischen den beiden Teilen des Resonators Funken über, so wird auch zugleich das Elektroskop mit der Batterie verbunden und geladen. Diese Schaltung wurde in verschiedenen Formen auch von anderen Physikern verwendet. Drude änderte sie insofern ab, als er Batterie und Elektrometer an die eine Hälfte des Resonators angeschlossen hat und die andere Hälfte entweder an den zweiten Pol der Batterie oder an Erde legte. In diesem Falle bleibt das Elektrometer nur so lange geladen bis ein Funke die Batterie kurzschließt bzw. eine Erdverbindung herstellt.

Die vorhin erwähnte Dragoumissche Idee hat Zehnder[3]) in einer sehr schönen Weise verwendet. Er benutzte die in Abb. 1

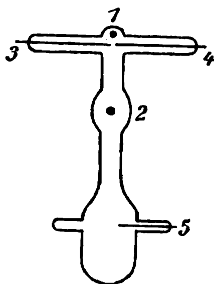


Fig. 1.

skizzierte evakuierte Röhre mit fünf Elektroden. Zwischen 1 und 2 liegen die Pole einer Batterie, die nahezu dazu genügt, um ein Auf-

1) Dragoumis, Nature 39, 548, 1889.
2) L. Boltzmann, Wied. Ann. 40, 399, 1890.
3) Zehnder, Wied. Ann. 47, 77, 1892.

leuchten der Röhre hervorzurufen. Mittels der Elektrode 5 kann man der Röhre Natriumdampf zuführen, wodurch das Aufleuchten besonders gut sichtbar gemacht wird. Die Elektroden 4 und 3, die nur durch eine ganz kleine Distanz getrennt werden, stehen in Verbindung mit einem Hertzschen Resonator. Unter dem Einfluß von Schwingungen wird zwischen 3 und 4 ein Funke überspringen, der gewissermaßen die Entladung der Batterie und damit das Aufleuchten der ganzen Röhre auslöst.

Drude[1]) hat auch dieses Verfahren unter Anwendung seiner früher beschriebenen Schaltung abgeändert und zu seinen Untersuchungen in der erwähnten Arbeit über den Resonator benutzt.

Lucas und Garret[2]) verlegten die Funkenstrecke des Resonators in ein explosibles Gemisch von Gasen und erreichten dadurch eine Detonation bei Eintritt von Schwingungen.

Birkeland[3]) schaltete in den Stromkreis des Resonators einen Kondensator, dessen beide Belegungen mit einem Bellschen Telephon verbunden wurden. Bei Aufnahme von Schwingungen durch den Resonator entsteht im Telephon ein knatterndes Geräusch.

Alle bisher beschriebenen Detektoren sind eigentlich nichts anderes als eine Modifikation des Hertzschen Resonators bzw. eine Verbindung desselben mit anderen Vorrichtungen und Apparaten.

Überblickt man die große Masse der übrigen Wellendetektoren, so kann man sie in verschiedene prinzipiell voneinander differierende Gattungen klassifizieren. Eine derartige Einteilung wird naturgemäß nicht ganz korrekt sein, besonders dann, wenn die Klassifizierung zu weit getrieben wird, immerhin hat sie den Vorteil, daß bei der großen Zahl der zu beschreibenden Detektoren wenigstens einige Gesichtspunkte gegeben sind, nach denen die Beschreibung erfolgen kann.

Ohne auch nur bei weitem Anspruch zu erheben, eine wirklich korrekte Einteilung vorzunehmen, will ich im Nachstehenden folgenden Weg einschlagen. Zunächst sollen die Detektoren an die Reihe kommen, deren Wirkungsweise auf der Veränderung des Widerstandes beruht, also sowohl Kohärer, Antikohärer wie Bolometer, dann sollen die elektrolytischen folgen, denen sich die Detektoren anschließen, welche auf Integraleffekte jeder Art reagieren und endlich verschiedene

1) P. Drude, Wied. Ann. 53, 721, 1894.
2) Lucas und Garret, Phil. Mag. 33, 299, 1892.
3) Birkeland, Wied. Ann. 52, 486, 1894.

andere Detektoren, die nicht ohne weiteres in diese oder jene Klasse eingereiht werden können.

1. Detektoren, die unter dem Einfluß von Schwingungen ihren Ohmschen Widerstand verändern.

Im Jahre 1890 veröffentlichte Branly[1]) eine Serie von Untersuchungen, die größtes Aufsehen erregten. Er fand nämlich, daß, wenn eine Röhre mit Feilspänen lose gefüllt wird, ihr normaler Widerstand praktisch unendlich groß ist; sobald jedoch eine derartige Röhre der Wirkung einer elektrom. Kraft oder eines in der Nähe überspringenden Funkens ausgesetzt wird, so sinkt der Widerstand der Röhre und sie wird leitend. So lange diese Branlysche Entdeckung nur in den Händen des Physikers sich befand und aus den engen Wänden eines Laboratoriums nicht hinauskam, fiel es niemandem ein, Branly die Priorität seiner Entdeckung zu bestreiten. Kaum wurden jedoch Marconis Versuche über drahtlose Telegraphie bekannt und man erfuhr, daß er sich eines Branlyschen Kohärers bedient, so regnete es Einsprüche. Die wissenschaftliche Literatur wurde durchgestöbert und wo man nur eine Andeutung fand, irgend ein Forscher habe ähnliches oder dasselbe gefunden, so wurde für diesen die Priorität beansprucht. Dabei wird meines Erachtens zweierlei vollkommen außeracht gelassen:

1. keine der früheren Untersuchungen ist so ausführlich als die von Branly und vor allem
2. keiner der Beobachter hat die Entdeckung gemacht, daß die betreffenden Erscheinungen auch unter Einwirkung von Funken auf gewisse Entfernungen eintreten.

Das dürfte aber doch wohl als das Wesentlichste der Branlyschen Entdeckung angesehen werden.

In Fig. 2 ist Branlys ursprünglicher Kohärer skizziert. Schließt man an die Pole *A A* eine Batterie und ein Galvanometer, so wird im normalen Zustande keine Ablenkung der Nadel zu beobachten sein. Springt aber in der Nähe ein Funke über, so wird der Kohärer leitend und die Galvanometernadel zeigt einen mehr oder minder großen Ausschlag.

Da man ähnliche Widerstandsverminderung an einer Feilichtröhre beobachten kann, wenn man die Späne einem Druck unterwirft, so

1) E. Branly, Comptes Rendus **111**, 785, 1890; desgl. **112**, 90, 1891 ff.

bildete sich die Anschauung, daß man es hierbei mit sogenannten unvollkommenen Kontakten zu tun hat. Das Feilicht liege im normalen Zustande lose aneinander und weise daher einen großen Ohmschen Widerstand auf; drückt man die Späne zusammen oder unterwirft sie dem Einfluß elektrischer Wellen, so rücken gewissermaßen die einzelnen Teilchen näher aneinander und der Widerstand vermindert sich. Diese Widerstandsverminderung entsteht nach Lodge dadurch, daß zwischen den einzelnen nicht fest aneinander geschmiedeten Teilchen

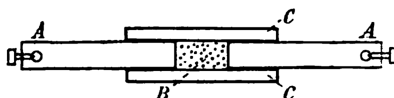


Fig. 2.

Funken überspringen, die die Oxydschicht der Teilchen durchbrechen und sogar eine direkte Verlötung derselben untereinander hervorrufen können. Bekanntlich bleibt ein dem Einfluß elektrischer Wellen unterworfener Kohärer leitend auch dann, wenn die Einwirkung der Wellen aufgehört hat. Aus Lodges Auffassung würde sich diese Erscheinung als zwingend ergeben; nun genügt aber eine leichte Erschütterung des Kohärers, um ihn wieder nichtleitend zu machen. Nach Lodge wird durch die Erschütterung der ursprüngliche Zustand wieder hergestellt, was wiederum weniger plausibel erscheint. Auch andere experimentelle Tatsachen sprechen gegen die Lodgesche Auffassung. So lassen sich Branlysche Röhren aus Edelmetallen herstellen oder aus Kohlenpulver.

Branly sucht die Erklärung der Erscheinung darin, daß er annimmt, unter dem Einfluß größerer elektromotorischen Kräfte würde das die Teilchen trennende Dielektrikum leitend. Branlys Theorie hat den Vorzug, umfassender zu sein, als die von Lodge, indem man durch die Verlegung der Ursache ins Dielektrikum einheitlich auch die noch später zu beschreibende Widerstandszunahme von verschiedenen Detektoren erklären kann, indes läßt sich u. a. gegen sie ein sehr gewichtiger Einwand erheben. Wenn man nämlich in einer Branlyschen Röhre die Eisenfeilspäne mit Alkohol übergießt, so kann man die gleiche Widerstandsabnahme beobachten wie sonst. Entfernt man aber den Alkohol und ersetzt ihn durch frischen, so wird die Röhre nach wie vor leitend bleiben. Demnach würde eine Änderung des Dielektrikums auf die Erscheinung ohne Einfluß sein! Auch Versuche von Dorn (Wied. Ann. 66, 146, 1898) sprechen gegen die Branlysche Annahme. Dieser Gelehrte fand nämlich, daß es für

die Wirkung einer Röhre ziemlich gleichgültig ist, ob sie mit Luft gefüllt ist oder luftleer gepumpt wurde.

Als Abänderungen dieser beiden hier angedeuteten Theorien kann man diejenige von Eccles (Electrician **47**, 682, 1901), sowie von Ferrié (Éclair. électr. **24**, 499, 1901) ansehen.

Eccles nimmt zweierlei Wirkungen an: einerseits orientieren sich die Teilchen unter dem Einfluß der elektrischen Kraft längs den Kraftlinien, ähnlich wie ein nichtkugelförmiges Partikelchen im elektrischen Felde eines Plattenkondensators das Bestreben hat, sich seiner Längsrichtung nach parallel zu den Kraftlinien zu stellen. Dieses, sozusagen rein mechanische Bestreben wird um so größer, je größer die Potentialdifferenz zwischen den Kondensatorplatten ist. Andererseits verursacht nach vollzogener Orientierung der Teilchen der Strom durch die Erwärmung ein Zusammenschmelzen derselben.

Nach Ferrié dagegen, soll dem Dielektrikum eine entscheidende Rolle zustehen. Zwei Teilchen wirken ähnlich einem Kondensator, dessen isolierende Schicht bei entsprechender Spannung durch einen Funken durchgeschlagen wird, wobei zwischen den Belegungen eine Brücke gebildet wird. Bevor es aber zu einem Funken kommt, wird der Raum zwischen den Teilchen durch sogenannte stille Entladungen leitend, da die Luft bzw. das zwischen den Teilchen befindliche Dielektrikum sich zur Seite schiebt.

Guthe (vgl. Guthe u. Trowbridge, Phys. Rev. **11**, 22, 1900 und Guthe, Electrician **54**, 92, 1904) hat eine der Ferriéschen ähnliche Theorie aufgestellt. Zwischen Teilchen, die einen unvollkommenen Kontakt bilden, entsteht unter dem Einfluß von elektrischen Kräften eine Anziehung. Erreicht die Entfernung zwischen den Teilchen eine bestimmte Grenze, die mit den Molekülen des Körpers vergleichbar ist, so lösen sich die freien Elektronen des einen Teilchens und wandern zum anderen, wodurch der Strom erzeugt wird. Durch Erhöhung der einwirkenden elektrischen Energie wird die Zahl der in Bewegung gesetzten Elektronen vermehrt.

A. Blanc (Éclair. électr. **50**, 119, 1906) findet, daß weder Oxydschichten noch das Dielektrikum und dessen Ionisation irgend welche Rolle beim Kohärer spielen. Er untersuchte einen unvollkommenen Kontakt zwischen einer Stahlkugel und einem Silberspiegel, und kommt zu der Vermutung, daß die Ursache der Kontaktveränderung beim Kohärer und bei Anwendung eines Druckes die gleiche ist und sich in den Durchgangsschichten infolge von Diffussion bildet.

In der Oberflächenschicht ist die Entfernung der Moleküle kleiner als im Körper, berühren sich daher zwei Metallstücke, so werden deren Oberflächen ineinander greifen und so zu einer Diffusion Veranlassung geben, die zu einer Widerstandsabnahme führen muß. Daß eine derartige Diffussion zwischen zwei Metallen stattfinden kann, wurde schon früher von anderer Seite nachgewiesen. Nach Blanc muß daher auf alle Fälle zunächst eine Abnahme des Widerstandes erfolgen, und wo man eine solche nicht beobachtet, statt dessen aber eine Zunahme feststellt, so liege das daran, daß die Abnahme sehr rasch vor sich gegangen ist und daher sich der Beobachtung entzogen hat. Daß auf eine Widerstandsabnahme eine Zunahme folgt erklärt Blanc durch sekundäre Erscheinungen, vielleicht durch Wärmeentwicklung des Stromes.

Alle diese Theorien haben das eine miteinander gemein, daß sie verschiedene der beobachteten Erscheinungen zu erklären vermögen, aber plötzlich vollkommen versagen und zur Erklärung der ganzen Klasse von Erscheinungen nicht ausreichen. Aller Wahrscheinlichkeit nach hat man es hier mit einem äußerst komplizierten Vorgang zu tun, dessen einzelne Phasen oder Spezialfälle vielleicht richtig aufgefaßt sind, aber der in seiner Allgemeinheit durch eine ganze Reihe von Ursachen bedingt wird.

Der Mangel einer genauen Erklärung des Kohärers hat auch praktische Nachteile in seinem Gefolge aufzuweisen. Nicht nur für die abstrakte Wissenschaft, sondern noch vielmehr für die Praxis ist nämlich die Frage von Wichtigkeit, worauf eigentlich ein Kohärer anspricht; ist es vorteilhaft, ihn in den Knoten oder den Bauch des Potentials zu schalten. Diese Frage mag zunächst etwas merkwürdig erscheinen, denn man hat sich allgemein daran gewöhnt, zu behaupten, der Kohärer spreche auf Potential an und auch die meisten Erklärungen seiner Wirkungsweise gehen gleichfalls dahin. Eine Arbeit von Kiebitz (Ann. d. Phys. (4) 6, 741, 1900) läßt aber einige Vermutungen aufkommen, daß die Sache möglicherweise doch nicht so ganz einfach liegt. Kiebitz fand nämlich, daß bei Resonanzversuchen mit Hilfe eines Kohärers letzterer am besten dann anspricht, wenn man ihn in den Knoten der Potentialschwankungen einschaltet. Nun bezieht sich die Kiebitzsche Untersuchung auf Resonanzversuche und es wäre daher möglich, daß der Kohärer deshalb am besten im Knoten anspricht, weil er da die Resonanz am wenigsten stört, bindende Schlüsse kann man daher in der für uns wichtigen Frage aus dieser Arbeit nicht ziehen, aber da Zweifel nach dieser Richtung einmal aufgekommen sind, so sollte man

bemüht sein, bündige Experimente anzustellen, aus denen hervorginge, ob der Kohärer auf Spannung oder auf Strom reagiert. Durch solche Untersuchungen würde dann auch die Frage nach der Wirkungsweise des Kohärers ein gutes Stück weitergebracht werden. Die vorhandenen Theorien sprechen, wie wir gesehen haben, z. T. der elektromotorischen Kraft, z. T. dem Strome die entscheidende Rolle zu. Wenn diese Fragen in letzter Zeit weniger auf der Tagesordnung stehen, so liegt das wohl in der Hauptsache daran, daß die drahtlose Telegraphie inzwischen eine ganze Reihe anderer Detektoren verwendet und somit auch das Interesse für den Kohärer sich abgeschwächt hat. Eigentlich mit Unrecht, denn so lange eine Erscheinung nicht vollständig geklärt ist, kann man nie wissen, wie sie bei genauer Kenntnis der Vorgänge sich modifizieren läßt. Und der Kohärer ist doch, soweit es sich um eine Zeichenregistrierung in Verbindung mit Morseschreiber handelt, noch immer der empfindlichste bekannte Detektor für elektromagnetische Wellen.

(Fortsetzung folgt.)

Patentschau.

Von **Erich F. Huth.**

Das Jahr 1907 steht auf dem Gebiete der Radiotelegraphie auch in Bezug auf Patente im Zeichen der ungedämpften Schwingungen. Von allen Seiten sucht man dem Erfolge Poulsens nahe zu kommen. Bis jetzt aber ist es anscheinend noch nicht gelungen, sich unabhängig von seinem Ideenkreise zu machen. Obgleich programmäßig nur die Patente des laufenden Jahres besprochen werden sollen, wird es doch bei der Bedeutung der Sache angebracht sein, auf einige Patente Poulsens und anderer näher einzugehen, trotzdem sie schon früher bekannt geworden sind.

Eines der wichtigsten Patente dieser Art ist das D.R.P. Nr. 162945 „Einrichtung zur Erzeugung von variierenden Strömen oder Wechselströmen hoher Frequenz, Valdemar Poulsen in Kopenhagen“.

Es gibt ein Verfahren an, um mit Hilfe eines Lichtbogens, zu welchem parallel ein aus Kapazität und Selbstinduktion bestehender Kreis liegt, kontinuierliche elektrische Schwingungen beliebiger Frequenz

zu erzeugen. Der Lichtbogen oder sein Ersatz muß den Bedingungen genügen, wie sie Duddel in seinem englischen Patent 21629/1900 aufgestellt hat. Er muß bei steigender Stromstärke fallende Spannung zeigen. Um nun sowohl eine beliebige Frequenz als auch die Möglichkeit zu erreichen, dem Bogen eine erhebliche Schwingungsenergie entziehen zu können, werden vornehmlich drei Mittel angegeben, von denen jedes einzelne bereits imstande ist, in diesem Sinne zu wirken. Diese Mittel sind

1. Brennen des Bogens in einer Atmosphäre von Wasserstoff oder Wasserstoffverbindungen.
2. Kühlung bezw. Erwärmung einer oder beider Elektroden.
3. Brennen des Bogens in einem Magnetfelde.

Von Ausführungsformen, bei welchen diese Mittel in Anwendung kommen. werden folgende angegeben.

Zu 1. Umgeben des Lichtbogens mit einer Kammer, welche von Wasserstoff durchströmt wird. Der Druck des Gases ist entweder gleich, größer oder kleiner als eine Atmosphäre. Eine andere Ausführungsform besteht darin, daß der Bogen innerhalb einer Wasserstoff- oder Leuchtgasflamme brennt. Auch andere Stoffe, wie z. B. Äther und Alkohol oder dergleichen können diese Flammen speisen. Eine dritte Möglichkeit gibt die Anbringung eines Gefäßes, das irgend eine flüssige Wasserstoffverbindung enthält, welche durch die Elektrodenwärme zum Verdampfen gebracht wird.

Die letztere Ausführungsform gehört gleichzeitig zu denen unter 2. aufzuführenden, da durch sie außerdem eine Kühlung der Elektroden veranlaßt wird. Die Kühlung der Elektroden kann auch dadurch geschehen, daß sie hohl gestaltet werden und Kühlflüssigkeiten in ihnen zirkulieren.

Zu 3. Das elektromagnetische Feld wird entweder durch einen permanenten oder einen Elektromagneten erzeugt. Im letzteren Falle kann die Magnetwicklung sowohl durch den Lichtbogenstrom, als auch separat erregt werden. Zur Richtung der Kraftlinien des Feldes kann der Lichtbogen eine beliebige Lage einnehmen.

Um einen regelmäßigen Abbrand der Elektroden zu erzielen, können sie zur Rotation gebracht werden.

Die Elektroden können aus Metall, Kohle oder aus Elektrolyten bestehen.

Um größere Energiemengen in Schwingungen zu versetzen, können mehrere Lichtbogen parallel geschaltet werden.

In der englischen Patentschrift Nr. 15599/1908, welche den gleichen Gegenstand behandelt, ist auch die Serienschaltung mehrerer Lichtbögen angegeben und angeführt, welche Mittel unter Umständen den Lichtbogen ersetzen können. Dazu gehören z. B. Geißler-Röhren, welche Kohlenfäden besitzen, die in Wasserstoff glühen.

Während das vorstehende Patent ausschließlich von der Erzeugung elektrischer Schwingungen handelt, bezieht sich das folgende auf den Empfang solcher Schwingungen.

D.R.P. Nr. 178867 V. Poulsen, „Empfangssystem für drahtlose Signalübertragung“.

Es wird hier am Empfangsorgan, z. B. Kohärer, eine Steigerung der Spannung dadurch erreicht, daß die Kapazität des mit einer Selbstinduktion zu einem Schwingungskreis vereinigten Kondensators periodisch verkleinert wird. Sobald die Kapazität des Kondensators, welcher vorher durch Schwingungen aufgeladen wird, am kleinsten ist, ist die Spannung auf ihm am größten und ein in diesem Augenblick angeschalteter Kohärer wird leicht ansprechen. Die Verkleinerung des Kondensators geschieht entweder durch eine pendelartige Vorrichtung, welche die Platten periodisch voneinander entfernt, oder besser durch eine rotierende Vorrichtung, wie sie Fig. 1 zeigt. Dort stellen *m* die festen Platten eines Kondensators vor, welche zusammen mit der Selbstinduktion *a* einen Schwingungskreis bilden. 0 sind die beweglichen Platten, welche um die Welle *p* rotieren. Mit Hilfe der Feder *q* schalten sie den Kohärer I in dem Augenblick an den Kreis, wo die Kapazität des Kondensators am kleinsten ist.

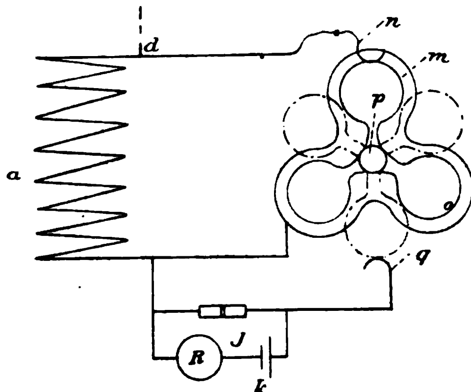


Fig. 1.

Eine andere Empfangsvorrichtung, welche für den Kohärerempfang für ungedämpfte Schwingungen geeignet ist, ist Gegenstand des D.R.P. 182957, welche von dem Mitarbeiter Poulsens Herrn P. O. Pedersen in Frederiksberg herrührt. Es betrifft einen „Empfänger für Wellentelegraphie". Pedersen verwendet den von Poulsen stammenden Tikker, einen Unterbrecher, welcher das Empfangsorgan periodisch an den Schwingungskreis schaltet. Das Patentverfahren in der Tikkerangelegenheit ist zurzeit noch nicht abgeschlossen. Infolgedessen können wir uns nur auf das beziehen, was durch den Vortrag Poulsens siehe E.T.Z. 1042, 1906 bekannt geworden ist. Dort ist eine Schaltung wiedergegeben, siehe Fig. 2, welche sich aus einem aus

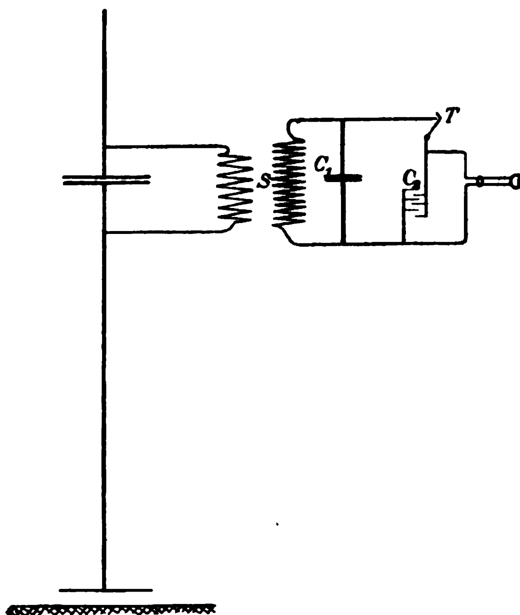


Fig. 2.

der Selbstinduktion S und dem Kondensator C_1 bestehenden Schwingungskreis und einem zweiten Kondensator C_2, zu dem ein Telephon parallel liegt, zusammensetzt, C_2 liegt parallel zu C_1 und der Selbstinduktion S und wird durch den zwischen beiden Kondensatoren liegenden Tikker T periodisch an- und abgeschaltet. Die Bedeutung dieser Schaltung liegt in ihrer großen Empfindlichkeit und in der

direkten Verwendung des Telephons ohne Vermittlung eines besonderen Detektors.

Pedersen verlegt den Tikker direkt in den aus der Selbstinduktion *a* und den Kondensator *b* bestehenden Schwingungskreis, siehe Fig. 3, und legt den Kohärer parallel zum Tikker. Er erreicht auf diese Weise verschiedene Vorteile. Zunächst ist der Kreis leicht abstimmfähig, weil der Kohärer mit seinem schlecht definierten Widerstande nicht direkt im Schwingungskreise liegt. Ferner tritt eine Transformation der im Schwingungskreis vorhandenen Energie auf eine höhere Spannung ein, da im Falle des Tikkerschlusses die kleine Kapazität des Kohärers in Serie zu der großen des Schwingungskreises liegt. Infolgedessen wird die resultierende Kapazität verkleinert und die Spannung erhöht. Außerdem hat der Schwingungskreis die Möglichkeit, Energie aufzuspeichern und diese dann plötzlich durch den Detektor zu entladen. Auf diese Art gelingt es, einen hohen Grad von Empfindlichkeit zu erreichen.

Von englischen Patenten Poulsens wäre Nr. 18037/1905 zu erwähnen, welches eine Empfangsanordnung von Schreibdetektoren betrifft.

Bei diesem Patent tritt zum ersten Male das Tikkerprinzip auf. Der Detektor steht mit dem Schwingungkreis durch den Unterbrecher *e*, siehe Fig. 4 u. 5, nur intermittierend in Verbindung. Von der schon beschriebenen Pedersen-Schaltung (siehe Fig. 3) unterscheidet sich diese dadurch, daß der Tikker in Reihe mit dem Detektor liegt. Fig. 4 zeigt den Tikker direkt im Schwingungskreis, Fig. 5 parallel zu dem aus der Selbstinduktion *a* und dem Kondensator *k* bestehenden Schwingungskreis. Diese Schaltung ermöglicht es, die ausgeprägte

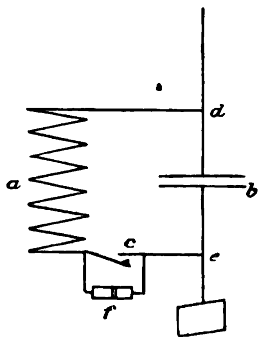


Fig. 3.

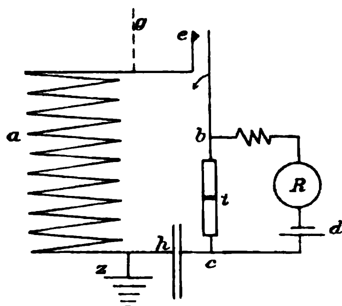


Fig. 4.

Resonanz, welche man mit ungedämpften Schwingungen erhält, auszunutzen. Denn der Empfangsschwingungskreis wird nicht durch den Detektor gedämpft.

Ferner ist anzuführen Nr. 6217/1906, das sich auf eine Sendemethode mit Lichtbogen bezieht. Um das lästige Zünden und Löschen des Lichtbogens zum Geben zu vermindern, wird eine Änderung des Elek-

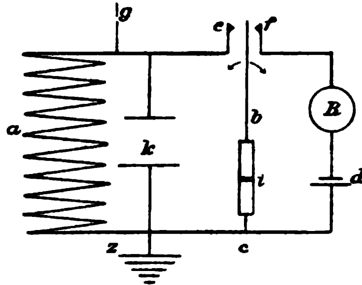


Fig. 5.

trodenabstandes vorgenommen. Da der Lichtbogen nur bei einer bestimmten Länge intensive Schwingungen ausführt, wird daher durch eine Vorrichtung, welche eine Abstandsänderung der Elektroden gestattet, das Aussenden von Wellen erreicht, ohne den Bogen verlöschen zu lassen. Mehrere Ausführungsformen dieser Vorrichtung werden beschrieben.

Auf dem Gebiete der Funkentelegraphie dürften in Deutschland von den Patenten der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie folgende interessieren.

No. 182051 beschreibt ein Verfahren zum Telegraphieren in einer Richtung, welches die Telegraphierrichtung im Raume zu drehen erlaubt, so daß es erübrigt, den Sender zu orientieren. Dies wird durch Verwendung von mindestens drei Antennen erreicht, welche in einem gegenseitigen Abstande von $^1/_4$ Wellenlänge so angeordnet sind, daß sie sich in den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks befinden. Werden Sender S_2 und S_3 in Phasen erregt, welche gegen diejenige von S_1 um 78^0 verschoben, unter sich aber gleich sind, so resultiert hieraus ein Feld, welches in der Richtung des von S_1 auf die Verbindungslinie S_2 und S_3 gefällten Lotes orientiert ist. Ändert man in geeigneter Weise die Phase und eventuell auch die Amplitude der einzelnen Sender, so gelingt es, resultierende Felder von beliebiger Orientierung zu erhalten.

In der Praxis dürften dem System vor allem Schwierigkeiten daraus erwachsen, daß es bis jetzt noch nicht gelungen ist, Methoden zu finden, welche es gestatten, die Phasenverschiebung konstant zu halten, damit ein Wandern der Telegraphierrichtung verhütet wird.

Ein Abstimmungsverfahren des Senders ist Gegenstand des Patents No. 181519. Der Inhalt der Beschreibung wird am besten durch den Patentanspruch wiedergegeben. Es wird dort unter Schutz gestellt „ein Abstimmungsverfahren eines direkt erregten Sendeleiters mit parallel zur Funkenstrecke geschaltetem offenen oder geschlossenen Belastungskreis, dadurch gekennzeichnet, daß ein Sendeleiter und ein Belastungskreis, von denen jeder für sich auf den Empfänger abgestimmt ist, zusammengekoppelt werden und nun zunächst der Sendeleiter unabhängig vom Belastungskreis und hierauf der Belastungskreis unabhängig vom Sendeleiter so verändert wird, daß in jedem Falle die maximale Einwirkung auf den Empfänger stattfindet“.

In No. 184120 wird eine „Einstellvorrichtung für in Gehäusen eingeschlossene Relais“ angegeben. Die bisher übliche Regulierung des Relais durch Stellkonus oder Mikrometerschraube, welche ohne, wenn auch geringen, toten Gang nicht herstellbar war und den staubsicheren und oxydverhindernden Abschluß des Kontaktes durch das Gehäuse nicht zuließ, wird hier durch eine Einstellung vermittels eines magnetischen Nebenschlusses ersetzt. Ein Stück Weicheisen ist auf dem Relaisgehäuse drehbar befestigt und erlaubt so, die Verteilung der Kraftlinien des im Innern des Gehäuses liegenden magnetischen Systems zu verändern, und damit eine Einstellung des Relais zu bewirken.

No. 181276, Funkenzähler für drahtlose Telegraphie. In Fig. 6 stellt *a* die Elektroden vor, bei welchen die zwischen ihnen übersprin-

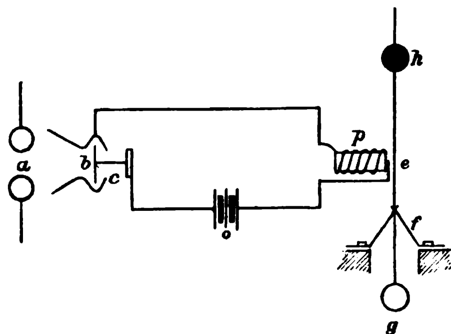


Fig. 6.

gende Zahl von Funken gemessen werden soll. Vor *a* befindet sich ein Mikrophon *b* in Reihe mit eine Batterie *o* und einem Elektromagneten *p*. Vor *p* befindet sich eine Zunge *e* aus magnetischem Material, deren Eigenschwingung durch Verschieben zwischen *f* vergrößert bezw. verkleinert werden kann. Das bei jedem Funken vorhandene Geräusch wird sich auf die Membrane *c* des Mikrophons übertragen und eine Magnetisierung von *p* hervorrufen. Zunge *e* wird angezogen und losgelassen. Ist die Frequenz dieser Impulse in Übereinstimmung mit der Schwingungsdauer der Zunge, so wird sie in ihrer Maximalamplitude schwingen. Ihre Schwingungsdauer, welche an einer hinter ihr angebrachten Skala abgelesen werden kann, gibt dann die Funkenzahl an. Eine andere Ausführungsform besteht darin, die Mikrophonmembrane mechanisch mit der Feder zu koppeln und auf diese Weise die von den Funken ausgelösten akustischen Schwingungen auf die Zunge zu übertragen. Das Mikrophon kann auch durch einen mit einem Schalltrichter versehenen Resonanzkasten ersetzt werden, welcher die Zunge trägt. Die Schwingungsdauer der Zunge wird dann durch einen auf ihr verschiebbaren Reiter reguliert.

In No. 181277 wird eine Schaltungsweise für mit Ohmschem Widerstand im Ruhezustand arbeitende Detektoren der drahtlosen Telegraphie beschrieben.

Darunter ist eine Schaltung für solche Detektoren zu verstehen, durch welche jederzeit ein Strom geht, also auch dann, wenn sie nicht unter dem Einfluß elektrischer Schwingungen stehen. Vornehmlich ist

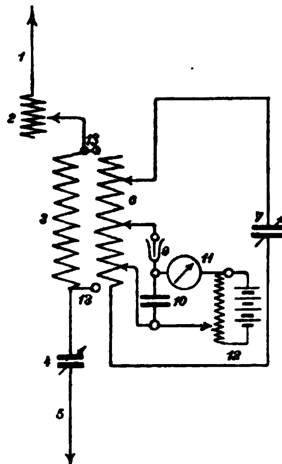


Fig. 7.

dabei an die elektrolytische Zelle gedacht. Diese wird, in Fig. 7 mit 9 bezeichnet, in Serie mit einem Kondensator 10 von einem beliebigen Teile der Selbstinduktion 6 des sekundären Empfangskreises abgezweigt zu dem Zweck, dem Detektor den günstigsten Betrag von Energie zuzuführen. Es gibt nämlich für eine bestimmte Sender- und Empfangsantenne und Resonatorkreisdämpfung stets eine bestimmte Energieabsorption für den Detektor, bei welcher die Bedingungen der größten Intensität und größten Abstimmschärfe gleichzeitig am besten erfüllt werden. Die vorliegende Schaltung gestattet leicht, dieser Bedingung Genüge zu leisten, weil sie ermöglicht, den aus der Selbstinduktion 6 und dem Kondensator bestehenden sekundären Empfangskreis dadurch auf eine möglichst geringe Dämpfung zu bringen, daß man ihm ein Minimum von Energie für den Detektor entzieht.

In No. 184386 wird eine „Klopferanordnung zur Entfrittung von Kohärern" beschrieben, welche darin besteht, daß von dem Elektromagneten des Morseschreibers nicht nur der den Schreibhebel tragende Anker, sondern auch ein zweiter Anker betrieben wird, mit welchem ein den Kohärer entfrittender Klopfhebel verbunden ist. Der Vorteil dieser Anordnung besteht in einer Vereinfachung des Klopfmechanismus.

Armstrong und Orling beschreiben in No. 181283 ein „registrierendes Kapillarelektrometer". Von dem Lippmannschen Kapillarelektrometer unterscheidet es sich durch seine Form, welche es be-

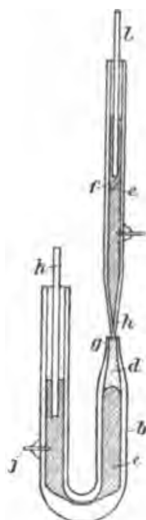


Fig. 8.

sonders für die Zwecke einer photographischen Registrierung geeignet macht. In dem Rohr *b*, siehe Fig. 8, welches bei *g* eine flaschenhalsartige Verengung hat, befindet sich das Quecksilber *e* und darüber der Elektrolyt *d*. In die Verengung taucht von oben das zu einer feinen Kapillare ausgezogene mit Quecksilber gefüllte Rohr *f*. Die Kolben *l* und *k* dienen zur Einstellung des Meniskus und zwar so, daß sich der Meniskus oberhalb des oberen Randes der Röhre *g* befindet. *h* ist bis auf zwei diametral gegenüberliegende Öffnungen undurchsichtig, so daß mit Hilfe eines hier durchfallenden Lichtstrahles die Schwankungen des Meniskus photographisch registriert werden können.

(Eingesandt 7. September 1907.)

Groß-Station Nauen.

Aus den Mitteilungen der „Telefunken"-Gesellschaft in Berlin entnehmen wir folgende Angaben über ihre moderne Groß-Station für drahtlose Telegraphie und Telephonie unweit der kleinen Stadt Nauen, etwa 40 km in nordwestlicher Richtung von Berlin entfernt.

In dem äußeren Aufbau der Station fällt als neu und charakteristisch die Anordnung des Luftleitergebildes und der dasselbe tragende Turm auf.

Der 100 m hohe Turm ist in Eisenkonstruktion mit dreieckiger Basis von etwa 4 m Seitenlänge ausgeführt. Die drei Seitenstreben sind durch Diagonalverspannungen untereinander verbunden und verlaufen von der Turmspitze bis etwa 6 m über dem Erdboden parallel zueinander. Am Fußpunkte vereinigen sie sich in einer Stahlgußkugel, die in einer als Druckplatte ausgebildeten Lagerung beweglich ruht. Über eine zwischengelagerte Isolation überträgt sich der gewaltige Druck auf das Betonfundament. Der Turm ist durch Treppen besteigbar und besitzt in 96 m Höhe eine Plattform, von welcher aus die an der Turmspitze angeordneten drei Rollenpaare für die Aufzugsvorrichtung der Antenne zu bedienen sind. In einer Turmhöhe von 75 m greifen drei Verspannungen (Eisenstangen, die oben und unten vom Turm bezw. vom Verankerungsfundament isoliert sind) an, welche allein den Turm in der Vertikalen zu halten haben.

Der Zug wird aufgenommen durch drei in der nachstehenden Abbildung sichtbare massive Backsteinklötze. Von der Spitze des Turmes verläuft nun in weiter Auslegung das Luftleitergebilde; dasselbe ist als

sechsteilige Schirmantenne ausgeführt, dergestalt, daß immer zwei gegenüber liegende Segmente sich über die bereits erwähnten Rollenpaare ausbalancieren. Die Schirmantenne besteht aus etwa 170 in besonderer Weise verseilten Bronzelitzen, die nach abwärts wie die Rippen eines Regenschirmes isoliert gegen Erde ausgespannt sind und eine Fläche von etwa 60000 qm bedecken. Von der Turmspitze verlaufen ferner alle Ableitungen des Schirmes dem Turm entlang geführt

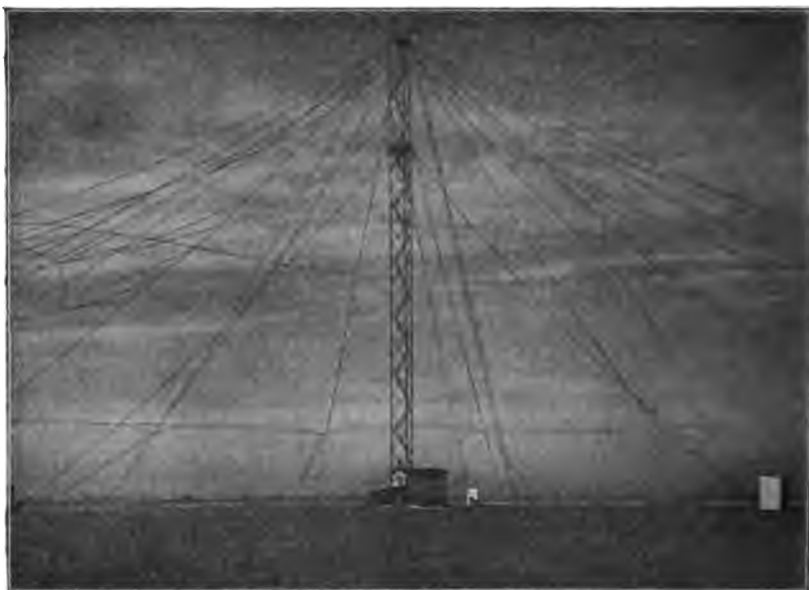


Fig. 1.

über eine Sammelschiene in das Stationshaus. Diese Ableitungen sind vom Turm nicht isoliert, so daß also der Turm mitzuschwingen vermag.

Das erforderliche elektrische Gegengewicht ist ein ähnliches Netz von strahlenförmig um den Turmfuß in das Erdreich verlegten Eisendrähten, die eine Fläche von etwa 126000 qm durchsetzen.

Bei der bisherigen Ausführungsart der Luftleitergebilde als Harfen- oder Kegelgebilde ist die Kapazität und mehr noch die Selbstinduktion von n-Drähten erheblich kleiner als das n-fache, nämlich nur etwa das $\sqrt{n}$-fache der Kapazität und Selbstinduktion eines einfachen Drahtes, während aus der neuen Anordnung, dadurch, daß die Drähte der Erde benachbart sind, eine wesentlich gesteigerte Kapazität und so eine

bedeutend größere Schwingungsenergie, sowie die Möglichkeit der Erzeugung sehr langer Wellen, resultiert.

Das Stationshaus ist ein einstöckiger Bau mit angebautem Lokomobilschuppen; zu ebener Ebene befinden sich der Maschinenraum, Telegraphierraum und Wohnraum, im ersten Stock der Hochspannungsraum.



Fig. 2.

Als Antriebsmaschine dient eine 35 PS-Dampflokomobile und wird vom Schwungrad derselben vermittels Riemen ein Ein-Phasen-Wechselstromgenerator angetrieben, welcher durch eine direkt angebaute Erregermaschine erregt wird. Dieser Generator leistet bei 750 Touren 50 Perioden etwa 25 KW Wechselstrom.

Der vom Generator erzeugte Wechselstrom speist die in Abbildung 2 vorne sichtbaren sechs Hochspannungstransformatoren, welche zusammen mit den übrigen Hochspannungsapparaten im ersten Stock aufgestellt sind.

Der Geberkreis besteht aus einer Kapazität von 360 großen Leydener Flaschen, welche bei einer resultierenden Kapazität von

400000 cm in dreifacher Hintereinanderschaltung liegen. Ferner aus einer ringförmigen einfachen Funkenstrecke, in der die Entladungen in armdicken Funkenbändern vor sich gehen und der Selbstinduktionsspule, einer aus versilbertem Kupferrohr hergestellten Spirale mit Anschlüssen sowohl für den Erregerkreis als auch zur Koppelung des Luftdrahtes und des Gegengewichtes. Eine festverlegte Meßleitung, welche zum Wellenmesser führt, ermöglicht es jeden Augenblick, die Größe der im Erregerkreis erzeugten Welle zu messen und den Koppelungsgrad zu bestimmen. Die Aufladung der Flaschen geschieht in der üblichen Weise durch die sekundären Wechselströme der sechs Hochspannungstransformatoren, welchen zwei Hochspannungsdrosselspulen zugeschaltet sind. Infolge exakter Resonanz (die sekundäre Spule des Transformators und die sie belastende Kapazität des Flaschensystems sind so abgemessen, daß die entstehende Periode mit der Periode des primären Wechselstroms übereinstimmt) braucht zur Aufladung dieser gewaltigen Kapazität nur eine verhältnismäßig geringe Energie aufgewendet zu werden. Diese Methode gestattet eine genaue Regulierung der Anzahl der Funken per Sekunde; für einen Morsepunkt genügen ein bis zwei Funken, für einen Strich das Dreifache; jedes Mehr bedeutet unnötige Energieverschwendung und eine für die Wirksamkeit der Funkenstrecke schädliche Erhitzung ihrer Pole.

Das Abschalten der Induktoren (Transformatoren) geschieht nicht wie bei kleinen Stationen durch Öffnen und Schließen des primären Stromkreises, sondern durch Kurzschluß der primären Wicklung und gleichzeitig des Wechselstromgenerators auf die bereits erwähnten primären Drosselspulen; das Anschalten dadurch, daß dieser Kurzschluß aufgehoben wird. Da hierbei erhebliche Stromstärken auftreten, so war eine besondere Schalterkonstruktion erforderlich, die ihren Ausdruck in einem Tasterrelais gefunden hat. Die Betätigung dieses Tasterrelais wird durch einen gewöhnlichen Taster bewirkt, welcher auf dem Empfangstisch im Telegraphierraume angeordnet ist.

Das Telegraphieren geschieht in einem von dem soeben erwähnten Senderraum entfernt gelegenen Empfängerraum, in dem man von dem krachenden Geräusch der Funkenentladungen nichts vernehmen kann. Die folgende Abbildung 3 veranschaulicht die Empfangsanordnungen.

Von oben wird der Anschlußdraht des Luftleitergebildes eingeführt, das durch den an der Wand sichtbaren Hebel mit einem Handgriff vom Geberkreis auf den Empfängerkreis (und umgekehrt) umgeschaltet werden kann; gleichzeitig wird dadurch beim Empfangen der Wechselstromkreis durch ein Blockierungsrelais ausgeschaltet, so daß ein

Geben und somit eine schädliche Einwirkung des Erregerkreises auf die empfindlichen Empfängerzellen und Fritter unmöglich ist. — Sämt-



Fig. 3.

liche Empfangsapparate sowie die zur Abstimmung der Empfangskreise erforderlichen Kondensatoren und Spulen sind auf einen gemeinsamen Tisch montiert, während die Zubehörapparate zum Teil der leichten

Bedienung und Übersichtlichkeit wegen auf einem pultförmigen Aufsatz angebracht sind.

Bei der gegebenen Anordnung des Empfängers ist es möglich, sowohl mit Schreiber als auch mit Hörer unabhängig voneinander und auch gleichzeitig zu empfangen. Um die ganze Apparatur vor atmosphärischen Störungen zu schützen, ist eine Blitzschutzvorrichtung angebracht. Die jetzige Reichweite der Station Nauen beträgt ca. 3000 km; sie korrespondierte bereits auf 2400 km mit den atlantischen Dampfern des Nordd. Lloyd und sie steht in regelmäßigem Verkehr, 1350 km über Land, mit einer Gegenstation bei Petersburg.

(Eingesandt 20. Juni 1907.)

Station Lyngby.[1]

Die Poulsensche Versuchsstation für drahtlose Telegraphie und Telephonie bei der kleinen Stadt Lyngby in der Nähe von Kopenhagen ist im Sommer einer wesentlichen Erweiterung unterzogen worden. — Neben der kleinen Anlage, die Poulsen im Herbst des letzten Jahres in seinem Vortrage bei der Festsitzung des „Elektrotechnischen Vereins“ erwähnte, ist jetzt eine Groß-Station erbaut worden, die speziell dem Verkehr mit Schiffen über größere Distanzen als 1000 km dienen soll. Die alte kleinere Anlage verfügt nur über eine Masthöhe von ca. 34 m und eine Speisestromenergie von ca. 3,5 Kilowatt (Spannung 240 Volt). Die Antenne besteht aus nur 8 noch nicht 40 m langen Drähten und das Gegengewicht überspannt eine Erdfläche von noch nicht 10×10 m. Diese kleinere Station stand schon bisher in dauernder Verbindung mit den Stationen Esbjerg in Süd-Jütland (Entfernung ca. 270 km zum größten Teil über Land) und Cullercoats bei Newcastle in England (Entfernung ca. 950 km). Die erstere Verbindung gelingt mit ca. 0,2 KW, die zweite mit ca. 0,6 KW Schwingungsenergie.

Die neue Anlage verfügt über eine Masthöhe von ca. 70 m und eine Speisestromenergie von ca. 10 Kilowatt (Spannung ca. 500 Volt). Zwischen zwei aus Holz konstruierten, schlanken Masten (Abstand voneinander ca. 90 m), Fig. 1, ist oben ein Kupferseil ausgespannt, von welchem aus 23 Kupferlitzen, welche den Luftleiter ausmachen, mittels isolierter Pardunen

1) Aus den Mitteilungen der Amalgamated Radio-Telegraph Co., Ltd

nach beiden Seiten nach außen gezogen, dann nach innen gebogen und am Stationshaus zusammengeführt sind. — Das entsprechende, elektrische Gegengewicht wird von einem Drahtnetz gebildet, welches über der Erde ausgespannt ist. —

Als Antriebsmaschine dient ein Petroleummotor von ca. 20 PS., welcher ein Dynamo antreibt, die den Bogengenerator speist. — Die Dynamo kann ca. 10 Kilowatt leisten bei einer Spannung von 500 Volt.

Als Generator wird nur ein einziger Lichtbogen in Wasserstoff und mit kräftigem transversalen Magnetfeld benutzt. — Die Elektroden

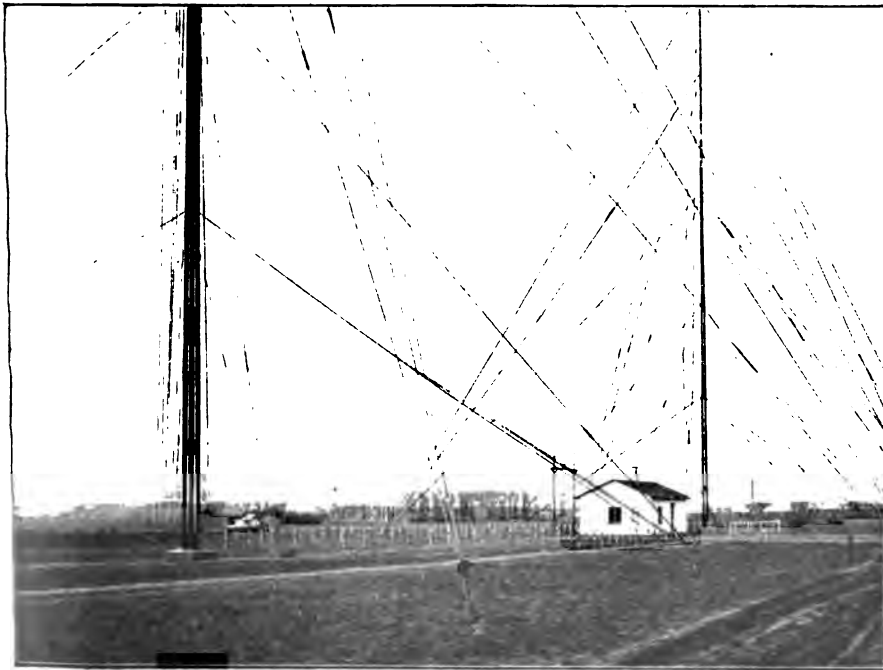
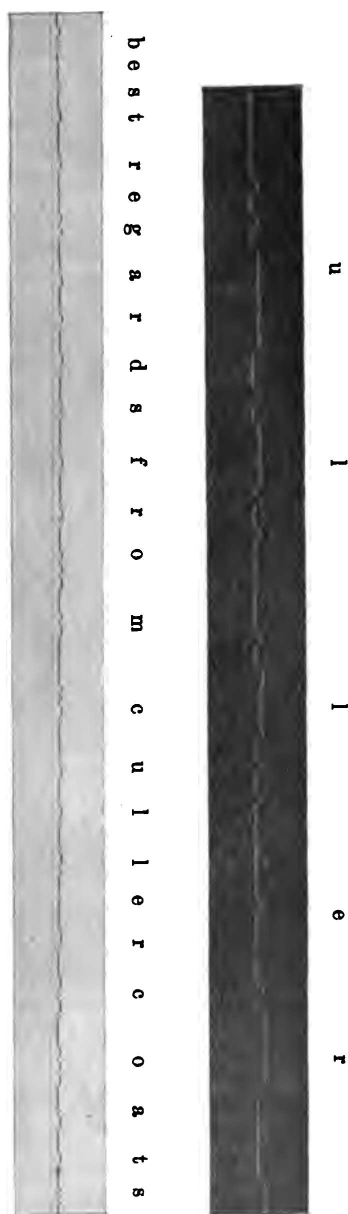


Fig. 1. Äußere Ansicht der Station Lyngby.

sind, wie gewöhnlich bei Poulsen, Kupfer—Kohle, und die Kupferanode wird künstlich durch Wasser nur abgekühlt, wenn mehr als 4 Kilowatt Speisestromenergie angewandt wird. — Der Generator zeichnet sich in hohem Maße dadurch aus, daß er konstant und leicht zu bedienen ist. —

Die hervorgebrachte Schwingungsenergie variiert je nach der angewandten Wellenlänge, im allgemeinen von 2 bis 5 Kilowatt und der



Photogr. Morsezeichen n. Poulsen.

Photogr. Morsezeichen nach Poulsen.

Fig. 2.

normale primäre Stromverbrauch beträgt ca. 6 Kilowatt bei Verkehr mit Schiffen bis zu 2000 km Distanz.

Als Empfänger wird vorzugsweise der Poulsensche Tikker mit Telephonhörer benutzt; ferner sind im Betrieb der Tikker mit Relais und gewöhnlichem Morse sowie ein neuer photographischer Schreiber nach Poulsen. — Im letzteren Falle erfolgt eine mikrophotographische Aufnahme der Schwingungen, welche die Saite eines Saiten-Galvanometers macht. — In Fig. 2 geben wir einige Proben dieser neuen photographischen Morseschrift, die dadurch zustande kommt, daß hinter einem zur Richtung der Saite senkrechten engen Spalt die Ablenkungen der Saite auf dem fortlaufenden lichtempfindlichen Morsestreifen photographisch fixiert werden. Im allgemeinen ist in diesem Falle eingeschaltet in oder in Verbindung mit einem Schwingungskreise, der die Energie aus dem Raume aufnimmt, ein Gleichrichter oder eine Thermozelle, z. B. Graphit-Bleiglanz, um das Galvanometer stets mit gleichgerichtetem Strom zu bedienen. — Übrigens kann die Aufnahme ohne besondere Schwächung der Deutlichkeit mittels Hörer und Schreibeapparat gleichzeitig stattfinden.

Die Reichweite der neuen Lyngby-Station ist noch nicht ganz festgestellt. — Vorläufig hat man indessen mit einer Wellenlänge von ca. 1200 m die Verbindung mit dem dänischen Über-

seedampfer „Hellig Olav“ bis zu einer Entfernung von ca. 2000 km aufrecht erhalten. — Mit einer Gegenstation von derselben Größe wie Lyngby dürfte die Reichweite bei genannter Wellenlänge zu ca. 3000 km angesetzt werden können ohne Erhöhung der Speisestromenergie und immer nur mit einem einzigen Lichtbogen. — Bemerkenswert ist noch, daß auch regelmäßig an derselben Antenne Doppelempfang bei nur 5 Proz. Wellen-

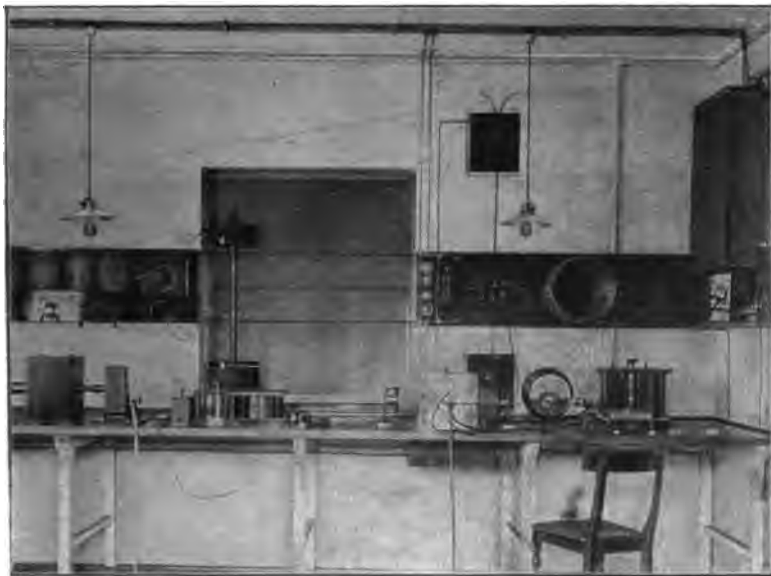


Fig. 3. Innere Einrichtung der Station Lyngby.

längendifferenz stattfindet. Dies entspricht einem normalen praktischen Erfordernis der Neuzeit, bildet aber keineswegs die untere Grenze für sichere Mehrfachtelegraphie. Dieselbe dürfte bei einem geringen Bruchteil von 1 Proz. Wellenlängendifferenz liegen und in dieser hohen Selektionsfähigkeit besteht bekanntlich eine Überlegenheit der kontinuierlichen Schwingungen gegenüber den stark gedämpften Wellenzügen der Funkentelegraphie.

Fig. 3 veranschaulicht das Innere der Station. — Rechts sieht man den Geber. — Durch ein Ebonitfenster (mit Blitzableiter) wird die Antenne in das Zimmer zu dem Generatorsystem geführt und von da nach außen durch das untere Ebonitfenster zum Gegengewicht. — Durch einen Umschalter kann die Antenne bald an den Geber, bald an den Empfänger geführt werden; der letztere ist links zu sehen,

wo die für das Poulsensche System eigentümliche, besonders lose Koppelung in die Augen fällt. — Sowohl den photographischen Schreibeapparat wie den Tikker mit dem Hörer erblickt man auf dem Bilde im Anschluß an den Sekundärkreis. —

Hinsichtlich der Apparatur ist noch folgendes zu erwähnen. Die Vorrichtung zur Erzeugung des Wasserstoffs war schon bisher durch eine Spezialkonstruktion sehr kompendiös, ist aber neuerdings noch dadurch vereinfacht worden, daß man Spiritus, der einen hohen Wasserstoff-



Fig. 4. Resonanzversuch mit kontinuierlichen Schwingungen.

gehalt besitzt, tropfenweise in die Flammenkammer des Poulsengenerators einfließen läßt. Für einen mittelgroßen Generator (0,6—1 Kilowatt Schwingungsenergie) genügen 2—3 Tropfen Spiritus in der Minute, so daß das Spiritusgefäß sehr klein sein kann.

Ferner ist es durch eine besondere Schaltungsanordnung gelungen, bisher erforderliche Drosselspulen und Vorschaltwiderstände gänzlich fortfallen zu lassen, welche Anordnung auch eine Selbstregulierung des Lichtbogens zur Folge hat, so daß die Bedienung des Generators noch wesentlich vereinfacht worden ist. — Neuerdings ist der Hörempfänger

noch mit einer Vorrichtung zur Lautverstärkung versehen, welche es ermöglicht, die Zeichen noch mehrere Meter vom Apparat entfernt deutlich zu hören.

Wir bringen zum Schluß noch eine weitere photographische Abbildung, Fig. 4, welche den bekannten Versuch der Erregung einer Resonanzspule veranschaulicht, da auf derselben die einzelnen Teile des Poulsen-Generators besonders deutlich zu sehen sind.

(Eingesandt 22. August 1907.)

Literatur.

Indikatoren für elektromagnetische Wellen.

1. Unvollkommene Kontakte. Kohärer und Antikohärer.

Appleyard, Phil. Mag. (5) **43**, 374, 1897.
Arons, Ann. Phys. **65**, 567, 1898.
Aschkinaß, Verhandl. d. Phys. Ges. Berlin **13**, 103, 1894.
— Ann. Phys. **66**, 284, 1898.
— Ann. Phys. **67**, 842, 1899.
— Nature **51**, 228, 1895.
Auerbach, Ann. Phys. **28**, 604, 1886; **64**, 611, 1898; **66**, 760, 1898.
Beetz, Ann. Phys. **111**, 619, 1860.
Bidwell, Proc. Roy. Soc. **35**, 1, 1883.
Blanc, Ann. de Chim. et Phys. (8) **5**, 433 u. **6**, 5, 1905.
Blondel, L'Eclair. El. **16**, 316, 1898.
— u. **Dobkevitch,** Compt. rend. **130**, 1123, 1900.
Bose, Electrician **43**, 441, 1899; **44**, 626 u. 669, 1900; **47**, 830 u. 877, 1901.
Branly, Compt. rend. **111**, 785, 1890.
— L'Éclair. El. **40**, 301 u. 506, 1891.
— Compt. rend. **112**, 90, 1891.
— Journ. de Phys. **1**, 459, 1892.
— Compt. rend. **118**, 384, 1894.
— Compt. rend. **120**, 869, 1895.
— Compt. rend. **125**, 939 u. 1163, 1897.
— Compt. rend. **127**, 219 u. 1206, 1898.
— Compt. rend. **134**, 347 u. 1197, 1902.
— Zusammenfassende Darstellung: Les Radioconducteurs in den Rapports au Congrès International de Physique. Paris 1900.
— Bull. de la Soc. de Physique, April 1900.
— Über die verschiedenen Kohärerausführungen vergl. Zenneck „Elektromagnetische Schwingungen" S. 792 ff., Stuttgart 1905.

Branly, Compt. rend. **143**, 585, 1906. Sicherheitsapparat gegen die zufälligen Funken in der drahtlosen Telegraphie.
Broca, Compt. rend. **128**, 356, 1899.
Calzecchi-Onesti, Nuov. Cim. Ser. 3, **16**, 61, 1884 u. **17**, 38, 1885.
— Rend. di Lomb. **39**, 654, 1906.
Campanile u. **Ciommo,** L'Elettricità März 1900.
Dorn, Ann. Phys. **66**, 146, 1898.
Drago, Atti dell'Acc. Gioenia (4) **13**, **15**, **17**, 1900 bis 1903.
Earhart, Phil. Mag. (6) **1**, 147, 1901.
Eccles, Electrician **47**, 682 u. 715, 1901.
Edison, Nature **18**, 368, 1878.
Engelmann u. **Krebs,** Zs. f. phys. u. chem. Unterricht **1**, 170, 1888.
Ferrié, L'Eclair. El. **24**, 499, 1901.
Fisch, Diss. Zürich 1904. Mitt. Phys. Ges. Zürich **7**, 1, 1904.
— L'Éclair. El. **41**, 521, 1904; **42**, 11, 1905.
van Gulik, Ann. Phys. **66**, 136, 1898.
Guthe, Ann. Phys. **1**, 762, 1901.
— Electrician **54**, 92, 1904.
— Trans. Intern. Electr. Congr. St. Louis (1904) **1**, 242, 1905.
— u. **Trowbridge,** Phys. Rev. **11**, 22, 1900.
Härdén, Phys. Zs. 5, 626, 1904.
Hornemann, Ann. Phys. **14**, 182, 1904.
Hurmuzescu, L'Eclair. El. **35**, 487, 1903.
Huth, Phys. Zs. **4**, 594, 1903.
Jigon, P., Essai de théorie sur les radio-conducteurs. L'Éclair. El. **51**, 82, 1907.
Kinsley, C., Phil. Mag. (6) **9**, 692, 1905. Anhang: Über Widerstand des Kohärers.
Koepsel, A., Rotierender Quecksilberkohärer. Patentanmeldung 1902.
Lhuillier, Compt. rend. **121**, 345, 1895.
Lodge, Zusammenfassende Darstellung in Electrician 12. Nov. 1897.
— **O,** u. **Muirhead,** Rotierender Quecksilberkohärer. Electrician **50**, 930, 1903.
Lohberg, P., Ann. Phys. **18**, 850, 1905 (Autoantikohärer).
Maclean, Phil. Mag. (5) **48**, 115, 1899.
Malagoli, L'Elettricità **7**, 193, 1898 u. Nuov. Cim. **8**, 109, 1898.
Marx, Phys. Zs. **2**, 249 u. 574, 1901.
Maskelyne, Nevil. Electrician **53**, 1025, 1904.
Minchin, Phil. Mag. (5) **31**, 207, 1891.
Mizuno, Phil. Mag. (5) 55, 885, 1900.
du Moncel, Compt. rend. **81**, 766, 1875.
Munck af Rosenschöld, Ann. Phys. **43**, 193, 1838.
Neugschwender, Ann. Phys. **67**, 430 u. 842; **68**, 92, 1899; Phys. Zs. **2**, 550, 1901.
Peters, Electrical World **48**, S. 994.
Piola, L'Elettricista **11**, 137, 1902.
Robinson, Ann. Phys. **11**, 754, 1903.
Rochefort, Compt. rend. **134**, 830, 1903.

Rupp, Elektrot. Zs. **19**, 237, 1898.
Salvioni, Nuov. Cim. Ser. 4, **6**, 291, 1897.
Schlabach, G., Phys. Zs. **2**, 382, 1901.
Schneider, Dissert. Zürich 1905.
Schniewindt, Elektrot. Zs. **25**, 236, 1904.
Semenow, Journ. de Phys. **3**, 125, 1904.
Shaw, Phil. Mag. (6) **1**, 265, 1901.
— u. **Garrett**, Phil. Mag. (6) **8**, 165, 1904.
Sundorph, Ann. Phys. **68**, 594, 1899; **10**, 168, 1903.
— Ann. Phys. **69**, 319, 1899.
Taylor, Phys. Rev. **16**, 199, 1903.
Thöldte, Ann. Phys. **17**, 694, 1905; **21**, 155, 1906.
Tissot, Compt. rend. **130**, 902 u. 1386, 1900.
Tommasina, Compt. rend. **127**, 1014, 1898; **129**, 40, 1899; ferner **128**, 666, 1899; **128**, 1092, 1900. Kohlekohärer (Mikrophon-Kontakt).
— Arch. des Sciences (4) **11**, 557, 1901.
Vincentini, La Lum. Electr. **49**, 281, 1893.
Wilsing u. **Schreiner**, Brit. Ass. Rep. S. 1143, 1895.

2. Elektrolytische Wellenindikatoren.

Armagnat, H., Journ. de Phys. 5, 748, 1906.
Austin, L. W., Phys. Rev. **22**, 364, 1906; Bull. Bur. of Standards **2**, 261, 1906.
Ferrié, Compt. rend. du Congrès international d'Electricité **2**, 289, 1900.
— Compt. rend. de l'Ac. des Sciences **141**, 315, 1905.
Fessenden, R., Electrical World **42**, 474, 1903; Electrician 51, 1042, 1903; Prasch III, S. 79 (Fessenden's Barretter). (Vergl. Collins, Elektrot. Zs. **24**, 1015, 1903; vergl. ferner K. E. F. Schmidt, Phys. Zs. **7**, 642, 1906.)
Forest, de, Electrician **52**, 171, 1903. (Vergl. Referat über elektrolytische Indikatoren bei Lee de Forest, Electrician **54**, 94, 1904.)
Gollmer, E., Der Mechaniker **14**, 221, 1906.
Macků, B., Phys. Zs. **6**, 232, 1905.
Reich, M., Phys. Zs. **5**, 338, 1904.
Rothmund u. **Lessing**, Ann. Phys. **15**, 193, 1904.
Schloemilch, W., Elektrot. Zs. **24**, 959, 1903. (Über die Wirkung des Schloemilch-Detektors vergl. M. Reich, Phys. Zs. **5**, 338, 1904 u. M. Dieckmann, Phys. Zs. **5**, 529, 1904.
Schmidt, K. E. F., Phys. Zs. **7**, 642, 1906.

3. Thermische Wellenindikatoren.

Blondel, A., Compt. rend. de l'Association franç. pour l'avancement des sciences. Congrès d'Angers 1903.
Brandes, H., Phys. Zs. **6**, 503, 1905.
Fessenden, vergl. Prasch, Fortschritte der drahtlosen Telegraphie, II, S. 46.
Gregory, Phil. Mag. Ser. 5, **29**, 54, 1890.
Klemenčič, J., Ann. Phys. **42**, 417, 1891. (Vergl. auch Pierce, Phil. Mag. Ser. 6, **1**, 179, 1901.)

Koepsel, A., Dinglers polyt. Journ. **318**, Heft 13, 1903.
Tissot, Journ. de Phys. (4) **3**, 524, 1904; Compt. rend. **137**, 846, 1903; Electrician **56**, 848, 1906.
Voege. W., Elektrot. Zs., S. 467, 1906.

4. Magnetische Wellenindikatoren.

Arno, R., Electrician **53**, 269, 1904; Rendic. dell'Ist. Lomb. **38**, 142, 1905.
Ascoli, Atti dell'Associazione Elettrotecnica Italiana **9**, 28, 1905.
Carhart, La Lum. El. **31**, 341, 1889.
Duhem, Compt. rend. **137**, 1022, 1903.
Ewing, J. A. u. Walter, L. H., Proc. Roy. Soc. **73**, 120, 1904. (Walter, Phys. Zs. **5**, 269, 1904.)
Fleming, Electrician **51**, 299, 1903. (Vergl. Proc. Roy. Soc. **71**, 398, 1902.)
Foley, Physical Review **18**, 349, 1904.
Garibaldi, Atti dell'Associazione Elettrotecnica Italiana **9**, 23, 1905.
Gerosa, Rendic. dell'Ist. Lomb. **24**, Heft 20, 1891.
— u. **Finzi,** Rendic. dell'Ist. Lomb. **24**, Heft 10, 1891.
— u. **Mai,** Rendic. dell'Ist. Lomb. **24**, Heft 14, 1891.
— u. **Finzi,** Rendic. dell'Acc. dei Lincei **7**, 253, 1891.
Lori, Nuovo Cim. Ser. 5, **10**, 297, 1905.
Madelung, Ann. Phys. **17**, 861, 1905. (Vergl. M. Wien, Ann. Phys. **18**, 1077, 1905.)
Marconi, G., Lecture on the progress of electric space telegraphy 1902.
— Proc. Roy. Soc. **70**, 341, 1902 (u. **71**, 398, 1903 durch Fleming).
— Electrician **49**, 520, 1902 u. **51**, 330, 1903.
Maurain, Compt. rend. **137**, 914, 1903; Journ. de Phys. **3**, 417, 1904; **6**, 5, 1907.
Peukert, Elektrot. Zs. **25**, 992, 1904.
Piola, L'Elettricista Ser. 2, **3**, 233, 1904; **4**, 51, 1905.
Righi, Atti dell'Acc. di Scienze di Bologna Ser. 4, Bd. 1; Journ. de Phys. **10**, 482, 1881.
Russell, Proc. of the Roy. Soc. of Edinburgh 20. Nov. 1905.
Rutherford, Phil. Transact. London Ser. A, **189**, 1, 1897. (Vergl. Proc. Roy. Soc. **60**, 184, 1897.)
Sella, Rendic. R. Acc. dei Lincei **12**, 1. Sem. 340, 2. Sem. 182, 1903. (Vergl. auch Tieri, l. c.)
Tieri, L., Cim. (5) **13**, 119, 1907. (Über die Empfindlichkeit des magnetisch elastischen Detektors von Sella, vergl. auch Tieri, Rend. R. Acc. dei Linc. (5) **15**, 164, 1906.)
Tissot, Journ. de Phys. **2**, 342, 1903.
Veillon, Ann. Phys. **58**, 311, 1896.
Walter, L. H., Technics No. 20, 127, 1905; Electrical Magazine **4**, 359, 1905.
Warburg, Freib. Ber. 8 vom 8. Dez. 1880; Ann. Phys. **13**, 141, 1881.
Wien, M., Ann. Phys. **18**, 1077, 1905 (vergl. Madelung, l. c.).
Wilson, Electrician **49**, 917, 1902.

5. Indikatoren durch Ablenkung beweglicher Leiter.

Bjerkneß, Ann. Phys. **44**, 74, 1891.
Blyth, Electrician **24**, 442, 1890.
Lagergreen, S., Elektrische Energieausstrahlung. 1902, S. 38 (ähnliche Anordnung wie von Hertz).
Papalexi, N., Diss. Straßburg 1904; Ann. Phys. **14**, 756, 1904.

6. Gasentladungen als Wellenindikatoren.

Boltzmann, L., Ann. Phys. **40**, 399, 1890. (Vergl. P. Drude, Ann. Phys. **52**, 499; **53**, 753, 1894; vergl. auch J. Härdén, Phys. Zs. **5**, 626, 1904.)
Dragoumis, Nature 39, 548, 1889.
Drude, P., Ann. Phys. **9**, 611, 1902. (Vergl. E. Marx, Dissert. Göttingen 1898.)
Lucas u. **Garret,** Phil. Mag. Ser. (5) **33**, 299, 1892.
Righi, A., Rendic. R. Acc. dei Lincei 1897. (Vergl. Tuma, Zs. f. Elektrotechnik 23. Jan. 1898; vergl. auch Righi, Rendic. R. Acc. di Bologna 29. Mai 1898.)
Tissot, C., Bull. Soc. Franç. de Phys. 68—69, 1906; Soc. franç. de Phys. No. 250, 3, 1906. Détecteurs d'ondes électriques à gaz ionisés.
Zehnder, L., Ann. Phys. **47**, 77, 1892.

7. Funken als Wellenindikatoren.

Boltzmann, L., Ann. Phys. **40**, 399, 1890.
Hertz, H., Ann. Phys. **34**, 155, 1888 oder Ges. Werke II, S. 87.
— Ann. Phys. **36**, 769, 1889 oder Ges. Werke II, S. 184.
Righi, A., Die Optik der elektrischen Schwingungen, Leipzig 1898. Righi-Resonator.

8. Diverse Indikatoren.

Braun, F., Elektrot. Zs. **27**, 1199, 1906 u. Electrician **58**, 569, 1907. Ein neuer Wellenanzeiger (Unipolar-Detektor.)
Fleming, J. A., Recent Contributions etc., S. 21, 1907. (Vergl. auch **Tissot, C.,** Electrician **58**, 730, 1907. On ionised Gas Electric Wave Detectors.)
Forest, Lee de, Eng. **25**, 719, 1906. Das Audion. Ein neuer Empfänger für drahtlose Telegraphie. (Vergl. auch Fleming, Beibl. d. Ann. Phys. **29**, 1174; **30**, 1084; **31**, 268.)
Greenleaf u. **Pickard,** Elektrot. Zs. **28**, 15, 1907. Karborund-Wellenanzeiger.

Drahtlose Telegraphie mit Hilfe des Lichtes und der ultravioletten Schwingungen.

1. Mit Hilfe der ultravioletten Schwingungen.

Dussaud, Compt. rend. **128**, 171, 1899.
Elster u. **Geitel,** Ann. Phys. **39**, 332, 1890.
Hallwachs, Ann. Phys. **33**, 301, 1888.
Hertz, H., Ann. Phys. **31**, 983, 1887.

Righi, A., Mem. della R. Acc. di Bologna, Ser. 4, **2**, 569, 1881.
— Atti del R. Ist. Veneto, Ser. 6, **7**, 1889.
— Mem. della R. Acc. di Bologna Ser. 4, **9**, 369, 1888; Ser. 4, **10**, 85, 1890.
Sella, Nuov. Cim. Ser. 4, **8**, 261, 1898.
— u. **Majorana,** Rend. della R. Acc. dei Lincei, 12. April 1896.
Stoletow, Compt. rend. **106**, 1149, 1888.
Warburg, Ann. Phys. **59**, 1, 1896; **62**, 385, 1897.
Wiedemann u. **Ebert,** Ann. Phys. **33**, 241, 1888; **35**, 209, 1888.
Zickler, Elektrot. Zs. **19**, 474 u. 487, 1898.

2. Wiedergabe von Tönen durch das Licht.

Bell (Graham), Electrical Review **84**, 325, 1899.
Braun, Ann. Phys. **65**, 358, 1898.
Duddell, Electrician **45**, 269 u. 310, 1900.
Gabritschewski u. **Batschinski,** Ann. Phys. **11**, 223; **12**, 1169, 1903.
Hartmann, Elektrot. Zs. **20**, 369, 1899.
Lecher, Ann. Phys. **33**, 609, 1888.
Mercadier, Compt. rend. **92**, 705, 1881.
Moncel, Du, Le microphone, S. 268, Paris.
Peuckert, Elektrot. Zs. **22**, 467, 1901.
Poulsen, Ann. Phys. **3**, 754, 1900.
Righi, L'Elettricista 15. Oktober 1878.
— Nuovo Cim. Ser. 3, **4**, 233, 1878; **25**, 226, 1889; **24**, 123, 1888.
— Rendic. dell'Acc. di Bologna, 25. Mai 1902.
Ruhmer, Elektrot. Zs. **22**, 196, 1901; **23**, 859, 1902.
— Phys. Zs. **2**, 325, 1901.
— Ann. Phys. **5**, 803, 1901.
Simon, Ann. Phys. **64**, 233, 1898.
— Phys. Zs. **2**, 253, 1901.
— Phys. Zs. **7**, 433, 1906.
— u. **Reich,** Phys. Zs. **3**, 278, 1902. (Vergl. auch Elektrot. Zs. **22**, 510, 1901; **26**, 818, 838, 1905.)
Smith, Jervis, Electrician **43**, 16, 1899.
— **Willoughby,** Sillimans Journal S. 301, 1873. (Über Mays Versuche mit Selen.)
Wien, M., Ann. Phys. **4**, 425, 1901.

Telegraphie durch Leitung, durch elektrostatische Influenz und Induktion.

Brown, Electrician 21. März 1883.
Ducretet, Compt. rend. **134**, 92, 1902.
Evershed, Electrician **42**, 332, 1898.
Graetz, L., Die elektrische Telegraphie von Werner von Siemens, Berlin 1906.
Lodge, Electrician **42**, 270, 1898; **42**, 269, 305, 366, 402, 1898/99.

Morse, Modern Telegraphy, Paris 1868. (Histor. Angaben auch in Fahie, History of Wireless Telegraphy, 2. Aufl., London 1900.

Rathenau, Elektrot. Zs. **15**, 616, 1894.

Preece, British Ass. Rep. 1886 u. 1894; Electrician **33**, 460, 1894; **42**, 405, 1898.

Smith, W., Journ. of the Inst. of Electr. Eng. 8. Nov. 1883.

Steinheil, Über Telegraphie, insbesondere durch galvanische Kräfte. München 1838.

Stevenson, The Engineer, 24. März 1892; Journ. of the Inst. of Electr. Eng. No. 137, S. 951.

Strecker, Elektrot. Zs. **17**, 106, 1896.

Mitteilung wichtiger Arbeiten.

Abraham, M., Ann. Phys. **66**, 435, 1898. Theorie des einfachen Senders.

— Ann. Phys. **2**, 32, 1900. Unsymmetrische Sender.

— Phys. Zs. **2**, 331, 1900—01. Dämpfung offener Sender.

— Phys. Zs. **5**, 174, 1904. Theorie der direkten Braunschen Schaltung.

Adie, Mc A. G., Electrician **57**, 301, 1906. Über Wirkungsweise von Bäumen bei der drahtlosen Telegraphie.

Algermissen, J., Ann. Phys. **19**, 1016, 1906. Verhältnis von Schlagweite und Spannung bei schnellen elektrischen Schwingungen.

Allard, Forces à distance par des Ondes Hertziennes. Besançon 1906.

Altberg, W., Ann. Phys. **23**, 267, 1907. Über kurze akustische Wellen bei Funkenentladungen von Kondensatoren.

Angström, R., Phys. Zs. **1**, 121, 1899. Einfluß der Hysteresis auf die Schwingungskurve.

Arco, Graf von, Elektrot. Zs. **24**, 6, 1903. Wellenmessungen mit Slabyschem Meßstab.

Argyropoulos, T., Ann. Phys. **23**, 397, 1907. Sprechender Kondensator.

Arldt, C., Die Funkentelegraphie, Leipzig 1903.

Arons, L., Ann. Phys. **45**, 553, 1892. Stehende Wellen längs Drähten.

Artom, Rendic. R. Acc. dei Linc. Ser. 5, **12**, 1. Sem., S. 197, 1903; **14**, 1. Sem., S. 143, 1905; **15**, 1. Sem., S. 692, 1906. Über ein neues System einer gerichteten und abgestimmten drahtlosen Telegraphie. (Vergl. auch Elektrot. Zs. **26**, 730, 1906.)

Aschkinaß, E., Ann. Phys. **19**, 841, 1906. Resonatoren im Strahlungsfeld eines elektrischen Oszillators. (Vergl. auch Paetzold, l. c.)

Athanasiadis, G., Ann. Phys. **23**, 392, 1907. Bestimmung der Kapazität mit Gleichstrom und Telephon.

Bangert, K. W., Diss. Marburg 1907. Versuche zum Nachweis der magnetischen Kraft bei elektromagnetischen Wellen auf Drähten.

Barkhausen, H., Das Problem der Schwingungserzeugung. Leipzig 1907.

Barton, E. H., Phil. Mag. (5) **47**, 433, 1899. Einfluß der Dämpfung auf den effektiven Widerstand und auf die Fortpflanzung.
— Ann. Phys. **53**, 513, 1894. Reflexion von Drahtwellen an Inhomogenitäten.
Battelli, A. u. **L. Magri,** Phil. Mag. (6) **5**, 1—34, 620—643, 1903. Eigenschwingung von Kondensatorkreisen.
— — Phys. Zs. **8**, 298, 1907. Die oszillatorische Entladung in Eisendrähten.
— — Rend. R. Acc. dei Linc. 2. Sem. **15**, 397, 1906. Experim. Untersuchungen über die Entladung in Solenoiden mit Eisenkern.
— — Rend. R. Acc. dei Linc. 2. Sem. 15, 485, 1906. Die magnetische Hysteresis des Eisens für Ströme hoher Frequenz.
— — Ref. in Phys. Zs. **3**, 539, 1902; **4**, 181, 1902. Einfluß des Funkens auf die Dämpfung. (Vergl. auch A. Sommerfeld, Ann. Phys. **15**, 673, 1904.)
— Phys. Zs. **8**, 296, 530, 533, 1907. Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den elektrischen Leitungswiderstand der Solenoide für Ströme hoher Frequenz.
Bayer, Otto von, Diss. Leipzig 1905. Absorption elektrischer Schwingungen von 70 cm Wellenlänge.
Benischke, G., Elektrot. Zs. **27**, 693, 1906. Resonanz bei unvollkommenen Kondensatorkreisen.
— Elektrot. Zs. **28**, 25, 1907. Der Resonanztransformator.
— Elektrot. Zs. **27**, 1212, 1906; **28**, 69/70, 1907; **28**, 354, 1907. Zur Erklärung der sogenannten ungedämpften Schwingungen.
Bezold, W. von, Ann. Phys. **140**, 541, 1870; Bericht der Bayer. Akad. d. Wissenschaften 1870; ferner Hertz, Ges. Werke II, S. 59. Versuche über fortschreitende elektromagnetische Wellen längs Drähten.
Bjerkneß, V., Ann. Phys. **44**, 74, 1891. Über die Dämpfung schneller elektr. Schwingungen.
— Ann. Phys. **47**, 69, 1892. Die Resonanzerscheinung und das Absorptionsvermögen der Metalle für die Energie elektrischer Wellen.
— Ann. Phys. **48**, 592, 1893. Elektrische Wellen. (Eindringen in Metalle.)
— Ann. Phys. **55**, 121, 1895. Über elektrische Resonanz.
Black, Th. P., Diss. Straßburg 1905. Widerstand von Spulen für schnelle elektrische Schwingungen. (Vergl. auch Ann. Phys. **19**, 157, 1906.)
Blake, F. C. u. **Fountain, C. R.,** Phys. Rev. **21**, 409, 1905. The transmission and reflection of Electric Waves by Screens of Resonators and by Grids. (Vergl. auch Schaefer, l. c.)
Blochmann, Phys. Zs. 4, 118, 1902. Strahlentelegraphie (mit Linsen).
Block, Th. P., Elektrot. Zs. **28**, 219, 1907. Über den Widerstand von Spulen für schnelle elektr. Schwingungen.
Blondel, Compt. rend. **130**, 1383, 1900. Über abgestimmte drahtlose Telegraphie..
— Bull. Séanc. Soc. Franç. de Phys. S. 464, 1905. Über die Phänomene des singenden Bogens.
— Compt. rend. de l'Association française pour l'avancement des sciences. Congrès de Nantes 1898, S. 212 ff.
— dieselbe Zs. 1903. Congrès d'Angers. Nouveau radiateur pour la télé-

graphie sans fil. Application des couples thermoélectriques. Nouveau systeme de radiateur. Les effets des antennes de transmission. Augmentation de la puissance dans les antennes.

Blondlot, R., Compt. rend. **114**, 280, 1892. Blondlotscher Erreger.

Boschansky, D., Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **38**, phys. Teil 455, 1906. Zur Theorie des singenden Bogens.

Bose, J. C., Proc. Roy. Soc. **60**, 167, 1896. Sender für schnelle Schwingungen.

Brandes, H., Ann. Phys. **22**, 640, 1907. Über die Dämpfung und Energieausnutzung einiger Senderanordnungen der drahtlosen Telegraphie.

— Elektrot. Zs. **27**, 1015, 1906. Über Abweichungen vom Ohmschen Gesetz. Gleichrichterwirkung und Wellenanzeiger der drahtlosen Telegraphie.

Branly, E., Compt. rend. **143**, 676, 1906. Mechanische Abstimmungsmethode.

Braun, F., Drahtlose Telegraphie durch Wasser und Luft. Leipzig 1901.

— Umschau (Frankfurt) Nr. 17, 18, 1902. Entwicklung der drahtlosen Telegraphie.

— Ann. Phys. **8**, 199, 1902. Über die Erregung stehender elektrischer Drahtwellen durch Entladung von Kondensatoren.

— Phys. Zs. **3**, 143, 1901/02. Über drahtlose Telegraphie.

— Phys. Zs. **4**, 361, 1903. Notizen über drahtlose Telegraphie.

— Phys. Zs. **4**, 363, 1903. Gerichtete Telegraphie nach Zenneck.

— Phys. Zs. **5**, 194, 1904; Electrician **52**, 19, 1904. Brauns Energieschaltung.

— Rektoratsrede 1905. Über drahtlose Telegraphie.

— Electrician **56**, 546, 1906; **57**, 222 u. 244, 1906. Gerichtete drahtlose Telegraphie.

Breitfeld, C., Elektrot. Zs. **28**, 627, 1907. Der Resonanztransformator.

Brillouin, M., Propagation de l'électricité. Histoire et théorie. Paris 1904. Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen längs Drähten.

Brooks, H., Phil. Mag. (6) **2**, 92, 1901. Einfluß des Funkens auf das Dekrement.

Brown, S. G., Electrician **57**, 251, 1906. Gerichtete drahtlose Telegraphie.

— Electrician **58**, 201, 1906. On a method of producing continuous high-frequency electric oscillations.

Brylinski, Sur la résistance des conducteurs en courant variable. Bulletin de la société internationale des Electriciens (2) VI, 1906, S, 255.

Bulgakow, N. u. Smirnow, N., Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **38**, phys. Teil, 46, 1906. Kapazitätsmessung mit Hilfe eines intermittierenden Stromes.

Bull, Elektrot. Zs. **22**, 109, 1901; Electrician **46**, 573, 1901. Mechanische Methode für Abstimmung.

Burstyn, W., Elektrot. Zs. **27**, 1117, 1906. Einfluß des Gegengewichtes auf die Dämpfung des Luftdrahts.

Campbell, A., Electrician **59**, 347, 1907. The measurement of mutual inductance by the aid of vibration galvanometer.

Cardani, P., Nuovo Cim. (4) **7**, 239, 1898. Über die Permeabilität von weichen Eisendrähten bei schnellen Schwingungen.

Chant, C., Phil. Mag. (6) 7, 124, 1904. Über Stromeffektmessungen der stehenden Wellen.

Coffin, J. G., Bull. Bur. of Standards 2, 87, 1906. Construction and calculation of absolute standards of inductance.

— Phys. Rev. **22**, 193 u. 365, 1906. Einfluß der Frequenz auf die Selbstinduktion zylindrischer Spulen. (Vergl. auch A. Sommerfeld, Ann. Phys. **15**, 673, 1904.)

Cohn, E., Das elektromagnetische Feld. Leipzig 1900.

— Berl. Sitzungsber. S. 538, 1903. Reflexion elektromagnetischer Wellen an Leitern.

Cole, A. D., Science (N. S.) **25**, 525, 1907. The diffraction of electric waves of short wave length.

— Electrician **58**, 21, 1906. Die Verwendung des Wehnelt-Unterbrechers mit dem Righi-Erreger für elektrische Wellen. (Messungen der Wellenenergie.)

Conrat, F., Ann. Phys. **22**, 659, 1907. Über die Messung des Strahlungsdekrements stabförmiger Leiter.

Coolidge, W. D., Ann. Phys. **67**, 578, 1899. Experimentelle Darstellung stehender Wellen längs Drähten.

Czudnochowski, W. Biegon von, Phys. Zs. **7**, 183, 1906. Über ein Verfahren zur Erregung elektrischer Schwingungen durch oszillatorische Ladung.

— Verh. D. Phys. Ges. **8**, 680, 1906. Besondere Betriebsanordnung eines Induktoriums.

— Elektrot. Zs. **27**, 1173, 1906. Vielfacherreger elektrischer Wellen.

Déguisne, C., Jahresber. Phys. Ver. Frankfurt a. M. 1904/05, 43, 44, 46, 1906. Über neue Apparate der drahtlosen Telegraphie und Abstimmung.

Dessau, B. u. **Righi, A.**, Die Telegraphie ohne Draht. 2. Aufl. Braunschweig 1907.

Dönitz, J., Elektrot. Zs. **28**, 920 und 1024, 1903. Wellenmesser.

Dolezalek, F., Broschüre von Siemens & Halske. Maschine für Wechselströme hoher Frequenz.

— Ann. Phys. **12**, 1142, 1903. Experimentelle Untersuchung des Widerstandes von Spulen bei Wechselzahlen bis zu 5000/sec.

— u. **Möller, H. G.**, Ann. Phys. **22**, 559, 1907. Beseitigung der ungleichmäßigen Stromverteilung in Wechselstromleitern.

Donath, B. u. **Wehnelt, A.**, Ann. Phys. **69**, 861, 1899. Photographische Aufnahme von Schwingungskurven.

Drude, P., Ann. Phys. **58**, 721, 1894. Demonstration der Wirkung von Resonanzschwingungen.

— Ann. Phys. **61**, 631, 1897. Bemerkungen über die Wirkungsweise des Lecherschen Drahtsystems.

— Ann. Phys. **9**, 293 u. 590, 1902. Zur Konstruktion von Teslatransformatoren. Schwingungsdauer und Selbstinduktion von Drahtspulen.

— Ann. Phys. **9**, 611, 1902. Resonanzmethode zur Bestimmung der Periode der oszillatorischen Kondensatorentladung.

— Ann. Phys. **11**, 957, 1903. Elektrische Eigenschaften und Eigenschwing-

ungen von Drahtspulen mit angehängten geraden Drähten oder Metallplatten. Vergl. auch Ann. Phys. **21**, 123, 1906.

Drude, P., Ann. Phys. **13**, 512, 1904. Über induktive Erregung zweier elektrischer Schwingungskreise mit Anwendung auf Perioden- und Dämpfungsmessung, Teslatransformatoren und drahtlose Telegraphie.

— Ann. Phys. **15**, 709, 1904. Die Dämpfung von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke.

— Phys. Zs. **5**, 745, 1904. Theorie und Praxis in der drahtlosen Telegraphie. (Vergl. J. Zenneck, Phys. Zs. **6**, 196, 1905.)

— Ann. Phys. **16**, 116, 1905. Rationelle Konstruktion von Teslatransformatoren.

— (Mitgeteilt von F. Kiebitz.) Phys. Zs. **7**, 866, 1906. Über elektrische Schwingungen.

— 78. Vers. D. Naturf. u. Ärzte Stuttgart 1906. Verh. D. Phys. Ges. **8**, 346, 1906. Über elektrische Schwingungen.

Duddell, W., Electrician **48**, 722, 1902; **51**, 84, 1903; vergl. auch M. Wien, Ann. Phys. **4**, 425, 1901. Verwendung ungedämpfter Schwingungen.

— Phil. Mag. (6) **9**, 299, 1905. Hochfrequenzmaschinen.

Dyke, G. B., Phil. Mag. (6) **11**, 665, 1906. Verwendung des Kymometers (Fleming) zur Bestimmung von Resonanzkurven.

Earhart, R. F., Electrician **58**, 420, 1906. Funkenpotentiale in flüssigen Dielectricis. (Vergl. auch P. E. Shaw, Phil. Mag. **18**, 277, 1907.)

Eccles, W. H., Electrician **57**, 742, 1906. Die Wirkung elektrischer Schwingungen auf Eisen in einem Magnetfeld.

Eichhorn, G., Die drahtlose Telegraphie. Leipzig 1904.

— Wireless Telegraphy. London 1906.

— Schweiz. Elektrot. Zs. **10**, 125, 1907. Ungedämpfte Schwingungen und drahtlose Telephonie.

Evers, Schr. naturf. Ges. Danzig (N. F.) **11**, XXVI bis XXVII, 1906. Über Resonanzerscheinungen bei elektromagnetischen Schwingungen.

Fahie, History of wireless Telegraphy. London 1899.

Feddersen, B. W., Ann. Phys. **103**, **108**, **112**, **113**, **116**, 1858—1862. Experimenteller Nachweis oszillatorischer Entladungen.

— Ann. Phys. **130**, 439, 1867. Über die Verzweigung gedämpfter Schwingungen.

Ferrié, G., Bedeutung der Erde für die Wellen. Referat bei Prasch II, S. 109 ff.

— Compt. rend. **136**, 312, 1903. Messungen im Marconi-Sender.

— u. **Boulanger, J.,** La télégraphie sans fil et les ondes électriques. Paris u. Nancy 1902.

Fessenden, R. A., Elektrot. Zs. **24**, 586, 1903; Electrician **49**, 944, 1902; **51**, 1042, 1903; vergl. auch Prasch III, S. 79. System Fessenden.

— Nature **73**, 428, 1906. Method of producing waves of frequency intermediate between heat waves and Hertzian waves.

Fiedler, K., Diss. Rostock 1905. Gekoppelte Systeme.

Fischer, C., Ann. Phys. **19**, 182, 1906. Methode zur getrennten Untersuchung der Schwingungen gekoppelter Oszillatoren.

Fischer, C., Ann. Phys. **22**, 265, 1907. Experimentelle Untersuchung gekoppelter Kondensatorkreise.
Fleming, J. A., Cantor Lectures on Hertzian Wave Telegraphy, London 1903.
— Proc. Roy. Soc. London **71**, 347, 1903. Über drahtlose Telegraphie.
— Phil. Mag. **8**, 417, 1904. Eigenschwingung von Spulen.
— Electrician **55**, 1041, 1905. Kymometer von Fleming. Vergl. G. B. Dyke, Phys. Soc. London 23. März 1906.
— Electrician **56**, 360, 1905. Wave measures.
— The Principles of Electric Wave Telegraphy. London 1906.
— (Deutsch von E. Aschkinaß.) Elektrische Wellentelegraphie. Leipzig 1906.
— Proc. Roy. Soc. **78**, A 1. 1906. A Note on the Theory of Directive Antennae.
— Phil. Mag., Dezember 1906, On the Electric Radiation from bent Antennae.
— Electrician **58**, 416, 1906. Elektrische Strahlung geknickter Antennen.
— Electrician **56**, 520, 556, 638, 670, 762, 1906. The measurement of high frequency currents and electric waves. Vergl. auch Phys. Soc. London, 23. März 1906.
— Recent Contributions to Electric Wave Telegraphy. Vortrag Royal Institution. Mai 1907.
Flowers, A. E., Elektrot. Zs. **27**, 257, 1906 (u. Erwiderung W. Peukert, Elektrot. Zs. **27**, 258, 1906). Bestimmung von Selbstinduktionskoeffizienten durch Wägung.
Forest, Lee de, Electrician **52**, 240, 1903. System de Forest-Smythe.
Francke, A., Drahtlose Telegraphie. Glasers Ann. f. Gewerbe u. Bauwesen **52**, 614, 1903.
— Elektrot. Zs. **27**, 1002, 1906. Die Entwicklung der drahtlosen Telegraphie.
Franke u. **Dönitz,** Elektrot. Zs. **24**, 920 u. 1024, 1903. Wellenmesser.
Galitzine, B. Fürst, Petersburger Ber., Mai u. Juni 1895. Gekoppelte ungedämpfte elektrische Systeme.
— Ann. Phys. **47**, 479, 1892. Über strahlende Energie.
Garbasso, A., Ann. Phys. **20**, 846. 1906. Zur Geschichte der multiplen Resonanz.
Garcia, Referat Galliot, Electrician **57**, 175, 1906. Versuche mit horizontalen Antennen.
Gati, Béla, Electrician **58**, 982, 1907. Measurement of energy in wireless telegraphy.
— Electrician **59**, 381, 1907. Capacity measurement and Experiments with currents of Telephonie Frequency.
Geißen, A., Dissert. Straßburg 1905. Stehende Wellen längs Spulen.
Geitler, J. von, Ann. Phys. **49**, 184, 1893. Reflexion von Drahtwellen an Inhomogenitäten.
— Elektromagnetische Schwingungen und Wellen. Braunschweig 1905.
— Ann. Phys. **22**, 246, 1907. Über die Absorption und das Strahlungsvermögen der Metalle für Hertzsche Wellen.
Glage, G., Straßburger Dissert., Metz 1907. Experimentelle Untersuchungen am Resonanzinduktor.

Glatzel, Br., Verh. D. Phys. Ges. **9**, 150, 1907. Messungen in Schwingungskreisen.

Graetz, L., Die elektrische Telegraphie. S. 59 ff. 2. Aufl. Berlin 1906.

Granqvist, G., Nova acta Soc. Upsal. (4) **1**, 62, 1907. Untersuchungen über den selbsttönenden Wellenstromlichtbogen.

Grimsehl, E., Phys. Zs. **6**, 379, 1905. Sichtbarmachung stehender elektrischer Schwingungen.

Gumlich, E., Elektrot. Zs. **27**, 719, 1906. Regelbare Drosselspule.

Hack, F., Ann. Phys. **14**, 539, 1904. Graphische Darstellung (nach M. Abraham) des elektrischen Feldes eines linearen Oszillators. (Vergl. auch J. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen. S. 805. Stuttgart 1905.)

— Ann. Phys. **18**, 634, 1905. Das elektromagnetische Feld in der Umgebung eines gedämpft schwingenden linearen Oszillators.

Hahnemann, W., Elektrot. Zs. **27**, 1089, 1906. Über die Erzeugung und Verwendung ungedämpfter Hochfrequenzschwingungen in der drahtlosen Nachrichtenübertragung.

— Elektrot. Zs. **28**, 353, 1907. Zur Erklärung der sogenannten ungedämpften Schwingungen.

Harms, F., Ann. Phys. **23**, 44, 1907. Elektromagnetische Wellen an einem Draht mit isolierender zylindrischer Hülle.

Hasenöhrl, Fr., Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, 77. Vers. Meran 1905, **2**, 19, 1906. Über die Methoden der Integration der Maxwellschen Gleichungen für elektrische Schwingungen.

Heaviside, O., Electrical Papers I, S. 429 ff.; II, S. 39 ff. Fortpflanzung elektromagnetischer Welten längs Drähten.

Heerwagen, F. u. Cohn, E., Ann. Phys. **43**, 343, 1891. Kapazität von Plattenkondensatoren bei schnellen Schwingungen.

Heinicke, H., Elektrot. Zs. **27**, 328, 1906. (Vergl. auch H. Boas, ebenda und A. Koepsel, Erwiderung.) Ein neuer Resonator für drahtlose Telegraphie.

Helmholtz, H., Die Erhaltung der Kraft. Über oszillatorische Entladungen von Leydener Flaschen.

Henry, J., Scientific Writings, Bd. 1, S. 201. Über oszillatorische Entladungen von Leydener Flaschen.

Hertz, H., Ann. Phys. **31**, 421, 1887. Über sehr schnelle elektrische Schwingungen.

— Ann. Phys. **34**, 155, 1888. Über die Einwirkung einer geradlinigen elektrischen Schwingung auf eine benachbarte Strombahn.

— Ann. Phys. **36**, 1 u. 769, 1889. Die Kräfte elektrischer Schwingungen und Über Strahlen elektrischer Kraft.

— Ann. Phys. **42**, 407, 1891. Mechanische Wirkung elektrischer Drahtwellen.

— Ges. Werke.

— Lodge, O., The Work of Hertz. London 1897.

Herweg, J., Phys. Zs. 7, 924, 1906. Herabsetzung des Funkenpotentials durch Bestrahlung der Funkenstrecke.

Hettinger, J., Phys. Zs. **6**, 377, 1905. Schaltung zur maximalen Ausnutzung der Resonanzeffekte in den Empfangsstationen der drahtlosen Telegraphie.

Hettinger, J., The Electrical Engineer. 21. Juni 1907. A Solution of the Problem of Selectivity in Wireless Telegraphy.

Hewitt, C., Broschüre 1903 über ungedämpfte Schwingungen.

— Electric. Review **42**, 264, 1903. Quecksilberlampe als Gleichrichter.

Heydweiller, A., Ann. Phys. **48**, 235, 1893. Schlagweite und Spannung bei statischer Ladung.

— Ann. Phys. **19**, 649, 1906. Energie, Dauer, dämpfende Wirkung und Widerstand von Kondensatorfunken.

Hull, G. H., Physical Review **5**, 231, 1897. Wechselzahl Righischer Sender.

Humann, P., Über den Energieverbrauch im Dielektrikum bei hohen Wechselstromspannungen. Bonn 1906.

Jackson, H. B., Proc. Roy. Soc. **70**, 254, 1902. Bedeutung der Erde für die elektrischen Wellen.

Jaumann, G., Wien. Anz. S. 78, 1907. Strahlungen in starken elektromagnetischen Feldern.

Ignatowsky, W. v., Ann. Phys. **18**, 1078, 1905. Reflexion elektromagnetischer Wellen an einem Draht.

John, S., Phil. Mag. (5) **38**, 425, 1894; **39**, 297, 1895. Permeabilität von weichen Eisendrähten bei schnellen Schwingungen.

Jollos, A., Diss. Straßburg 1907. Über Hochfrequenzladung.

Ives, J. E., Electrician **53**, 705, 1904. Wellenmesser.

Kalähne, A., Ann. Phys. **19**, 80 u. 879, 1906. Elektrische Schwingungen in ringförmigen Metallröhren.

Károly, J., Ungar. Ber. 23, 276, 1905. Über den Durchgang Hertzscher Wellen durch Elektrolyte.

Kaufmann, W., Ann. Phys. **60**, 653, 1897. Einfluß des Funkens auf die Dämpfung von Kondensatorkreisen.

— Ann. Phys. **2**, 158, 1900. Stabilitätsbedingung $\frac{dv}{di} + w > v$ wichtig für Erklärung der ungedämpften Schwingungen nach Duddell-Poulsen. (Vergl. z. B. Benischke, l. c.)

— Phys. Zs. **8**, 75, 1907. Zur Theorie des Kondensators.

Kelvin, Lord (Sir W. Thomson), Phil. Mag. 5, 393, 1855. Theorie der oszillatorischen Entladungen.

Kenelly, A. E., Wireless Telegraphy. Elementary treatise. New York 1907.

Kiebitz, F., Ann. Phys. **5**, 872, 1901. Oberschwingungen von Oszillatoren.

— Ann. Phys. **6**, 741, 1901. (Vergl. Ph. E. Robinson, Ann. Phys. **11**, 754, 1903 und F. Hodson, Ann. Phys. **14**, 973, 1904.) Verhalten des Kohärers im einfachen Empfänger.

— Ann. Phys. **22**, 943, 1907. Interferenzversuche mit freien Hertzschen Wellen.

Kirchhoff, Ann. Phys. **121**, 554, 1864. Theorie oszillatorischer Entladungen.

Kleinschmidt, E., Straßburger Dissert. 1904. (Vergl. F. Braun, Ann. Phys. 8, 209, 1902 und J. Zenneck, S. 526. Über Kapazität unsymmetrischer Sender.)

Klemenčič, J., Wien. Ber. **103** (2a), 205, 1894. Permeabilität weicher Eisendrähte für schnelle Schwingungen.

Klingelfuß, F., Ann. Phys. **5**, 871, 1901; **9**, 1198, 1902. Induktor mit nahezu geschlossenem Eisenkern.

Koepsel, A., Dinglers polyt. Journ. **319**, Heft 14, 1904. Bestimmung von Selbstinduktionskoeffizienten.

— Dinglers polyt. Journ. **318**, Heft 15, 1903; vom 20. Juni 1904. Bedeutung der Erde für die elektrischen Wellen.

— Elektrot. Zs. **27**, 139, 1906. Ein neuer Resonator für drahtlose Telegraphie.

— Verh. D. Phys. Ges. **8**, 121, 1906. Gleichmäßig veränderliche hohe Widerstände und Selbstinduktionen.

Kohl, E., Ann. Phys. **22**, 401, 1907. Über die dielektrischen Verschiebungsgleichungen für schnelle Schwingungen in ruhenden Mitteln.

Kohlrausch, F., Dielektrizitätskonstante. Lehrbuch d. prakt. Phys. 9. Aufl. S. 597.

— Leitvermögen. Lehrbuch d. prakt. Phys. 9. Aufl., S. 595.

Lagergreen, S., Ann. Phys. **64**, 290, 1898. Experimentelle Untersuchungen über lineare Oszillatoren.

— Über elektrische Energieausstrahlung. Stockholm 1902.

Lagrange, Compt. rend. **132**, 203, 1901. Kohärerversuche (Bedeutung der Erde für elektrische Wellen).

Lampa, A., Wien. Ber. **104** (2a), 1179, 1895; **105** (2a), 1049, 1896. Sender für sehr schnelle elektrische Schwingungen.

Laugwitz, M., Phys. Zs. **8**, 378, 1907. Konstruktion eines konstanten Erregers für elektrische Wellen.

— Ann. Phys. **23**, 148, 1907. Über den Durchgang elektrischer Wellen durch nichtmetallische Gitter.

Leatham, J. G., Phil. Mag. (6) **12**, 46, 1906. Eine Vereinfachung der mathematischen Diskussion des Effektes eines langen geraden Drahtes auf elektrische Wellen.

Lebedew, P., Ann. Phys. **56**, 1, 1895. Sender für sehr schnelle elektrische Schwingungen.

Lecher, E., Ann. Phys. **33**, 609, 1888. Ungedämpfte Schwingungen (analoge Versuche wie nachher von Duddell).

— Ann. Phys. **41**, 850, 1890. Lechersches System.

— Phys. Zs. **4**, 320, 664, 722, 1902/03. Ausbreitung der elektrischen Wellen längs der Erdoberfläche.

Lee, A., siehe K. Pearson.

Lindemann, R., Ann. Phys. **2**, 376, 1900. Periode des einfachen Marconi-Senders.

— Ann. Phys. **12**, 1012, 1903. Einfluß des Funkens auf die Dämpfung. Theorie gekoppelter Systeme.

Lodge, Sir O., Electrician **21**, 608, 1888. Stehende Wellen längs Drähten

— Nature **41**, 462, 1890. Sender von Lodge.

— Nature **41**, 368, 1890. Lodges Resonanzflaschen.

— Proc. Roy. Soc. June 1891. Lodges Resonanzflaschen.

— Electrician **50**, 930, 1903. Empfangsapparat mit Quecksilberkohärer und Siphon-Rekorder (Lodge-Muirhead).

Lodge, Sir O., Electrician **42,** 269, 305, 1898. Fernversuche mit Marconi-Sender.
— Modern Views of Electricity, London 1892.
— The Work of Hertz and some of his succesors. London 1897.
— Signalling through space without wires. III. Aufl.
— **Muirhead,** Electrician **50,** 930, 1903; **51,** 1036, 1903. Marconi-Sender und Empfänger mit verminderter Dämpfung. Vergl. F. Braun, Elektrot. Zs. **22,** Heft 23, 1901.
Lomsché, C., Elektrische Oszillationen in Eisenspulen. Diss. Zürich 1903.
Lorentz, H. A., Encykl. d. Mathem. Wiss. V, II, Heft 1, S. 63 ff. 1904. Maxwells elektromagnetische Theorie und Weiterbildung derselben.
Love, A. E. H., Proc. Roy. Soc. **74,** 73, 1904. Feld des gedämpften Hertzschen Oszillators.
Lulofs, W., Über das Verhalten des Ohmschen Widerstandes und des Selbstinduktionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Frequenz des durchgeschickten Wechselstromes. Bonn 1906.
Macdonald, H. M., Electric Waves (Theorie der Schwingungen nahezu geschlossener linearer Oszillatoren). Adams Price Essay, Cambridge 1902.
Magni, L'Elettricità **23,** 103 u. 118, 1904. Schaltungen.
Magri, s. Battelli.
Mahlon Loomis, Verwendung einer Antenne im Jahre 1872, s. Fahie. History of Wireless Telegraphy, 1. Aufl., S. 73.
Maisel, S., Phys. Zs. **5,** 550, 1904. Über ungedämpfte Schwingungen.
— Phys. Zs. **6,** 38, 1906. Zur Theorie ungedämpfter elektrischer Schwingungen.
Malclès, L., Compt. Rend. **144,** 264, 1907. Experiment. Untersuchungen über feste Dielektrika.
Malmström, R., Öfvers. Finsk. Vet. Soc. Förh. **48,** Nr. 7, 1906. Mechan. und elektrische Resonanzerscheinungen.
Mandelstam, L., Dissert. Straßburg 1902; Ann. Phys. **8,** 123, 1902. Über Verzweigung gedämpfter Schwingungen.
— Phys. Zs. **5,** 245, 1904. Zur Theorie des Braunschen Senders. Beziehung zwischen direkter und induktiver Schaltung.
Mandelstam, L. u. Papalexi, Phys. Zs. **7,** 303, 1906. Über eine Methode zur Erzeugung phasenverschobener schneller elektrischer Schwingungen.
Marconi, Zusammenfassende Darstellungen mit Literaturangaben bei
Fahie, History of Wireless Telegraphy. London 1899.
F. Braun, Drahtlose Telegraphie durch Wasser und Luft. Leipzig 1901.
J. A. Fleming, Cantor lectures on Hertzian wave telegraphy. London 1903.
A. Prasch, Die Telegraphie ohne Draht 1902. Fortschritte auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie (Sammlung E. Voit).
A. Turpain, Les applications pratiques des ondes électriques 1902.
A. Zammarchi, La telegraphia senza fili di Guglielmo Marconi. Bergamo 1904.
A. Slaby, Die Funkentelegraphie. 2. Aufl. 1901.
G. Eichhorn, Die drahtlose Telegraphie. Leipzig 1904.
— Wireless Telegraphy. London 1906.

J. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie. Stuttgart 1905.
— Electrician **47**, 172—175, 211—213, 1901; Journ. of the Society of Arts **49**, 512, 1901. Syntonic wireless telegraphy.
— The progress of electric space telegraphy. Electrician **49**, 388, 1902.
— A note on the effect of daylight upon the propagation of electromagnetic impulses over long distances. Proc. Roy. Soc. **70**, 344, 1902; Electrician **49**, 521, 1902.
— Vortrag vor der Royal Institution. Electrician **54**, 825, 1905.
— Proc. Roy. Soc. (A) **77**, 413, 1906. Über gerichtete drahtlose Telegraphie.
— Über gerichtete Telegraphie. Proc. Roy. Soc. **77**, 413, 1906; Electrician **57**, 100, 1906.

Marx, E., Leipziger Ber. S. 437, 1901; Ann. Phys. **12**, 491, 1903. Verzweigung gedämpfter Schwingungen.

Maxwell, C., A Treatise on Electricity and Magnetism. Oxford 1873.

Mayer, Hch., Dissert. Zürich 1904. Über die Abhängigkeit des Widerstandes und des Selbstinduktionskoeffizienten bei elektrischen Schwingungen von der Frequenz.

Mazotto, D. (deutsch von J. Baumann), Drahtlose Telegraphie und Telephonie. München 1906.

Mie, G., Ann. Phys. **2**, 201, 1900. Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen längs Drähten.

Milham, W. J., Dissert. Straßburg 1901. Über die Verwendbarkeit der Braunschen Röhre zur Messung elektrischer Felder.

Monasch, Bruno, Ann. Phys. **22**, 905, 1907. Über den Energieverlust im Dielektrikum in wechselnden elektrischen Feldern.

Monier, M. (mit Vorrede von E. Branly), La télégraphie sans fil et la télémécanique à la portée de tout le monde. Paris 1907.

Montel, A., Atti Ass. Elettrot. Ital. **10**, 82, 1906. Sullo stato attuale della radiotelegrafia.

Mosler, Elektrot. Zs. **28**, 142, 1907. Beitrag zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen.

Mosler, Elektrot. Zs. **28**, 304, 1907. Beitrag zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen.

Muirhead, s. Lodge.

Murray, J. E., A Handbook of wireless telegraphy. London 1907.

Nesper, E., Dissert. Rostock 1904. Strahlung von Spulen.
— Die drahtlose Telegraphie und ihr Einfluß auf den Wirtschaftsverkehr. Berlin 1905.
— Elektrot. Zs. **28**, 304, 1907. Beitrag zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen.

Nichols, E. F., Trans. Intern. Electr. Congr. St. Louis (1904) **1**, 438, 1905. The unobtained wave length between the longest thermal and the shortest electric waves yet measured.

Nicholson, J. W., Phil. Mag. (6) **13**, 259, 1907. Eine allgemeine Lösung der elektromagnetischen Beziehungen.

Noda, T. (mit Nachsatz von P. Drude), Ann. Phys. **19**, 715, 1906. Dämpfung eines Kondensatorkreises mit einem Zusatzkreise.

Oberbeck, A., Habilitationsschrift. Halle 1878; Ann. Phys. **21**, 672, 1884; **22**, 73, 1884. Über Fortpflanzung magnetischer Wellen in Eisenzylindern.

— Ann. Phys. **34**, 1041, 1888. Sympath. Pendel (geeignet zur Demonstration der Schwingungsvorgänge in gekoppelten Systemen).

— Ann. Phys. **55**, 623, 1895. Gekoppelte ungedämpfte elektrische Systeme.

Oudin, L'Electricien, 5. Aug. 1893. Compt. rend. **126**, 1632, 1898. Verwendung von Schwingungen in Spulen für medizinische Zwecke.

Paetzold, M., Dissert. Leipzig 1905. Strahlungsmessungen an Resonatoren im Gebiete kurzer elektrischer Wellen. (Vergl. auch Ann. Phys. **19**, 116, 1906.)

Palmer, A. de Forest, Phys. Rev. **23**, 55, 1906. An inductance and capacity bridge.

Papalexi, N., Dissert. Straßburg 1904; Ann. Phys. **14**, 756, 1904. Meßinstrument für Schwingungen von Kondensatorkreisen.

— u. **Mandelstam**, s. Mandelstam.

Pearson, K. u. **Lee, A.**, Phil. Trans. **193** A, 159, 1900. Das Feld des gedämpften Hertzschen Oszillators.

Petrowski, A., Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **38**, physikal. Teil, 468, 1906. Elektrische Schwingungen in den Windungen einer belasteten Induktionsspirale.

Peukert, W., Elektrot. Zs. **27**, 768, 1906. Verfahren zur Messung von Wechselstromfrequenzen.

Pickard, G. W., Elektrot. Zs. **28**, 439, 1907. Messung der Empfangsintensität in Stationen für drahtlose Telegraphie.

Pierce, G. W., Proc. Amer. Acad. of Arts and Science **39**, 389, 1904; Phys. Zs. 5, 426, 1904. On the Cooper Hewitt Mercury interrupter. Quecksilberbogenlampe als Funkenstrecke.

— Phys. Rev. **21**, 367, 1905. Resonanzversuche.

— Phys. Rev. **24**, 152, 1907. Resonanzversuche in Schwingungskreisen der drahtlosen Telegraphie. (Vergl. auch Phys. Rev. **21**, 367, 1905.)

— Phil. Mag. (6) **1**, 179, 1901. Oszillator von Pierce.

Planck, M., Ann. Phys. **60**, 575, 1897; Sitzungsber. d. Akademie zu Berlin, 20. Febr. 1896. Strahlungsdekrement eines Hertzschen Oszillators.

Poincaré, Annuaire du Bureau des Longitudes. Paris 1902. Über drahtlose Telegraphie.

— Proc. Roy. Soc. **72**, 42, 1903. Zur Frage der Ausbreitung der Wellen längs der Erdoberfläche.

Pollock, J. A., Journ. Roy. Soc. N.-S.-Wales **37**, 198, 1903. Wechselzahl linearer Sender.

Popoff, Bericht vom April 1895 an die phys.-chem. Ges. in Petersburg über seine Versuche zur automatischen Registrierung (mit Kohärer) von luftelektrischen Endladungen.

Poulsen, V., Deutsches Patent vom 12. Juli 1903 „Einrichtung zur Erzeugung von variierenden Strömen oder Wechselströmen hoher Frequenz." Dieses Patent umfaßt die Einbettung des Lichtbogens in Wasserstoff

bei verschiedenem Druck, die künstliche Kühlung der Elektroden (z. B. Wasserkühlung) und zur weiteren Steigerung der Schwingungsintensität die Anbringung des Bogens in einem Magnetfeld.

Poulsen, V., Transact. of the Internat. Electr. Congress St. Louis **2**, 963, 1904/05. System for producing continuous electric oscillations.[1])

— Elektrot. Zs. **27**, 1040, 1906; **27**, 1075, 1906. Ein Verfahren zur Erzeugung ungedämpfter, elektrischer Schwingungen und seine Anordnung bei der drahtlosen Telegraphie.

Prasch, A., Die Telegraphie ohne Draht. Wien 1902. Die Fortschritte auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie (Sammlung elektrotechnischer Vorträge von E. Voit), bis jetzt erschienen I 1902, II 1903, III 1905, IV 1906.

Rayleigh, Lord, Phil. Mag. (6) **2**, 581, 1901. Über die Wirkung von Funkeninduktoren.

— Proc. Roy. Soc. **72**, 40, 1903. Zur Frage der Ausbreitung der Wellen längs der Erdoberfläche.

— Phil. Mag. (6) **11**, 117 u. 292, 1906. On electrical vibrations and the constitution of the atom.

Reich, M. u. **H. Th. Simon,** s. Simon.

Reithoffer, M., Elektrot. Zs. **28**, 308, 1907. Zur Erklärung der ungedämpften Schwingungen.

Rempp, G., Dissert. Straßburg 1904. Einfluß des Funkens auf die Dämpfung von Kondensatorkreisen.

Rendahl, R., Elektrot. Zs. **25**, 394, 1904. Über Resonanzinduktoren.

— Elektrot. Zs. **26**, 87, 1905. Über Abstimmung des Empfängers.

Ribkin, P., Journ. d. russ. phys. Ges. **39**, phys. Teil 103, 1907. Das radiotelegraphische Netz und seine Elemente.

Righi, A., Die Optik der elektrischen Schwingungen. Leipzig 1898.

— u. **Dessau, B.,** Die Telegraphie ohne Draht. 2. Aufl. Braunschweig 1907.

Robinson, Ph. E., s. Kiebitz.

Rochefort, Electrical World **44**, 97. System Rochefort.

Rogowski, W., Ann. Phys. **20**, 766, 1906. Theorie der Resonanz phasenwechselnder Schwingungen.

Rosa, E. B., Bull. Bur. of Standards **2**, 331, 1906. Revision of the formulae of Weinstein and Stefan for the mutual inductance of coaxial coils.

— Bull. Bur. of Standards **2**, 161, 1906. Selbstinduktion von Spulen mit nur einer Windungslage.

— Science (N. S.) **25**, 529, 1907. Mutual Inductances for Laboratory Use.

— Science (N. S.) **25**, 530, 1907 The Mutual Inductance of two coaxial coils.

— u. **Cohen, Louis,** Bull. Bur. of Standards **2**, 359, 1906. The mutual inductance of two circular coaxial coils of rectangular section.

— u. **Grover,** Trans. Intern. Congr. St. Louis (1904) **1**, 205, 1905. The absolute measurement of inductance.

---

1) Reproduktion der ersten Mitteilung von Poulsen über seine Methode an den Kongreß im Jahre 1903; die grundlegenden Untersuchungen waren schon einige Jahre vorher begonnen. Diese Daten zeigen die absolute Priorität Poulsens für seine Methode. Der Herausgeber.

Ruhmer, E., Elektrot. Zs. **27**, 1060, 1906. Versuche mit drahtloser Telephonie nach Poulsen.
— Elektrot. Zs. **28**, 69, 1907. Zur Erklärung der sogenannten ungedämpften Schwingungen.
— Elektrot. Zs. **28**, 426, 1907. Beiträge zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen.
Russell, A., Phil. Mag. (6) **18**, 542, 1907. The magnetic field and Inductance coefficients of Circular, Cylindrical and Helical Currents.
Rutherford, E., Phil. Trans. **189** A, 1—24, 1897. Methode zur Bestimmung der Dämpfung von Kondensatorkreisen.
Sachs, J. S., Dissert. Gießen 1905; Ann. Phys. **18**, 348, 1905. Untersuchungen über den Einfluß der Erde bei der drahtlosen Telegraphie.
— Ann. Phys. **22**, 310, 1907. Elektrische Schwingungen in Spulen mit metallischem Kern.
Sahulka, Joh., Elektrotechnik u. Maschinenbau **25**, 91, 1907. Erklärung der Entstehung ungedämpfter Schwingungen in einem Duddell-Poulsenschen Lichtbogen.
Sarasin de la Rive, Arch. de Genève **23**, 113, 1890. Mehrfache Resonanz.
Schaefer, Clemens, Berl. Ber. S. 769, 1906. Normale und anomale Dispersion im Gebiete der elektrischen Wellen.
— Arch. d. Math. u. Phys. **10**, 113, 1906. Absorption und Dispersion elektrischer Wellen.
— Ann. Phys **23**, 163, 1907. Über die Wirkung dielektrischer Zylinder auf elektrischen Wellen.
— Phys. Rev. **24**, 421, 1907. Reflection and transmission of electric waves by resonator gratings. Remarks on a paper under this title by F. C. Blake and C. R. Fountain.
— u. **Laugwitz, M.,** Ann. Phys. **20**, 355, 1906. Zur Theorie des Hertzschen Erregers und über Strahlungsmessungen an Resonatoren.
— — Ann. Phys. **21**, 587, 1906. Über die bei Reflexion elektrischer Wellen an Hertzschen Gittern auftretenden Phasenverluste.
— — Ann. Phys. **23**, 599, 1907. Zur Lambschen Gittertheorie.
Schalhorn, R., Dissert. Rostock 1906. Abhängigkeit der Tonhöhe einer musikalischen Bogenlampe von Kapazität, Selbstinduktion und Polspannung.
Schames, Leon, Electrician 24. Mai 1907. Hysteresis and permeability of iron in relation to frequency.
Schmidt, K. E. F., Elektrot. Zs. **27**, 852, 1906. Über gerichtete Telegraphie von Marconi.
— Phys. Zs. **7**, 661, 1906. Beiträge zu Marconis Versuchen der gerichteten drahtlosen Telegraphie.
— Phys. Zs. **8**, 5, 1907. Versuche über gerichtete drahtlose Telegraphie.
Schnell, H., Ann. Phys. **21**, 1, 1906. Untersuchungen am Funkeninduktor mit Quecksilberunterbrecher.
Seibt, G., Elektrot. Zs. **23**, 409, 1902 u. **24**, 105, 1903. Seibt-Instrumentarium (vergl. auch Phys. Zs. **3**, 99, 1902).
— Elektrot. Zs. S. 315, 341, 365, 386, 409, 1902. Theorie der Spulenschwing-

ungen auf Grund der Telegraphengleichung. (Vergl. auch Fleming, Phil. Mag. 8, 417, 1904.)

Seibt, G., Elektrot. Zs. **25**, 1113, 1904. Über Abstimmung des Empfängers.

— Phys. Zs. **6**, 142, 1905. Über den Zusammenhang zwischen dem direkt und induktiv gekoppelten Sendersystem.

— Elektrot. Zs. **28**, 137 u. 327, 1907. Der Resonanztransformator.

Seiler, U., Ann. Phys. **61**, 30, 1897. Über Oszillationen.

— Schwingungen in Rückstand bildenden Kondensatoren. Zürich 1902.

Seitz, W., Ann. Phys. **19**, 554, 1906. Die Wirkung eines unendlich langen Metallzylinders auf Hertzsche Wellen.

Sigsfeld, von, s. Braun, Phys. Zs. **4**, 363, 1903. Versuche über orientierte Empfänger.

Simon, H. Th. u. **Reich, M.,** Phys. Zs. **4**, 364, 1903; **6**, 369, 1905. Über Verwendung ungedämpfter Schwingungen.

— Phys. Zs. **4**, 737, 1903. Über Verwendung ungedämpfter Schwingungen.

— Phys. Zs. **6**, 297, 1905. Über die Dynamik der Lichtbogenvorgänge und über Lichtbogenhysteresis.

— Phys. Zs. **7**, 433, 1906; Elektrot. Zs. **28**, 295 u. 314, 1907. Über Verwendung ungedämpfter Schwingungen.

Simons, K., Ann. Phys. **18**, 1044, 1904. Die Dämpfung elektrischer Schwingungen durch eine Funkenstrecke.

Slaby, A., Elektrot. Zs. **24**, 6 und 1007, 1903. Slabyscher Wellenmeßstab. (Vergl. Elektrot. Zs. **25**, 714, 1904.)

— Die Funkentelegraphie. 2. Aufl. Berlin 1901.

— Elektrot. Zs. **23**, Heft 9 u. 13, 1902. Die wissenschaftlichen Grundlagen der Funkentelegraphie.

— Elektrot. Zs. **25**, 714, 1904. Zur Theorie der Eigenschwingung von Mehrfachantennen.

— Elektrot. Zs. **25**, 711, 777, 1085, 1904; **26**, 1003, 1025, 1149, 1905. Über gekoppelte Systeme und Abstimmung. (Vergl. hierzu M. Wien, Elektrot. Zs. **27**, 837, 1906; Phys. Zs. **8**, 10 u. 38, 1907; A. Slaby, Elektrot. Zs. **27**, 973, 1906.)

Smythe, s. de Forest.

Sommerfeld, A., Ann. Phys. **67**, 233, 1899. Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen längs Drähten.

Squier, Electrical World **45**, 90, 181, 307, 1905; Electrician **54**, 836, 1905. Bäume als Antennen.

Starke, H., Phys. Zs. **8**, 402, 1907. Demonstration von Phasendifferenzen im Winkelmaß.

Stone, J., Electrician **52**, 332, 1903. Mehrfache Transformation. (Vergl. Electrician **50**, 140, 1902–03. Mehrfache Transformation auf Marconi-Station Poldhu.)

— Trans. Intern. Electr. Congr. St. Louis (1904) **3**, 555, 1905. The theory of Wireless Telegraphy.

Strasser, B. u. **Zenneck, J.,** Ann. Phys. **20**, 759, 1906. Über phasenwechselnde Oberschwingungen.

Tallqvist, H., Ann. Phys. **9**, 1083, 1902. Untersuchungen von Konden-

satorschwingungen mit dem Helmholtz-Pendel. (Vergl. auch U. Seiler, l. c. u. G. Eichhorn, Dissert. Zürich 1901 u. C. Lomsché, l. c.)

Tangl, Karl, Ann. Phys. **23**, 559, 1907. Über die Dielektrizitätskonstante der Luft bei hohem Druck.

Tesla, N., Untersuchungen über Mehrphasenströme. Halle 1895. Hochfrequenzmaschine.

— Über Resonanzversuche mit Spulen s. Slaby, Elektrot. Zs. **24**, 1007, 1903.

Thomson, Godfrey, H., Ann. Phys. **22**, 365, 1907. Über den Durchgang Hertzscher Wellen durch Gitter.

— **J. J.,** Phil. Mag. (5) **32**, 321, 445, 1894. Magnetische Impedanz von Röhren.

— Recent Researches in Electricity and Magnetism. Oxford 1893.

— **Sir W.,** s. Lord Kelvin.

Tissot, C., Compt. rend. **137**, 846, 1903. Messungen der Intensität der Strahlung.

— Journ. de Phys. (4) **3**, 209, 1904. Über das einfache Empfangssystem.

— Bull. Soc. Franç. de Phys. 14—15, 1906. Ordre de grandeur des forces électromotrices mises en jeu dans les antennes réceptrices.

— Electrician **58**, 21, 1906. Wellenmeßmethoden.

— Ann. chim. phys. **7**, 320, 1906. Etude de la résonance des systèmes d'antennes dans la télégraphie sans fil.

— et **Hemsalech,** Soc. Franç. de Phys. Nr. 260, 5, 1907. Sur les phénomènes de résonance dans le cas des transformateurs à circuit magnétique ouvert et leur utilité pour la production de fortes étincelles.

— Journ. de Phys. **6**, 279, 1907. Réalisation de la syntonie par l'emploi de détecteurs bolométriques.

Tommasina, Th., Phys. Zs. **7**, 56, 1906. Über die kinetische Energie des Elektrons als Grundlage der Elektronentheorie der Strahlungen. Intern. Kongreß z. Stud. der Radiologie zu Lüttich.

— Arc. sc. phys. et. nat. **21**, 539, 1906. Über eine neue Leydener Flasche

Traubenberg, Elektrot. Zs. **28**, 559, 1907. Erklärungsversuche der günstigen Wirkung der Magnetanblasung bei der Transformation von Gleichstrom in Hochfrequenzstrom mittels des Lichtbogens.

Trouton, E. T., Nature **45**, 42, 1891. Über Fortpflanzung magnetischer Wellen in Eisenzylindern.

Trowbridge u. **W. Duane,** Phil. Mag. (5) **40**, 211, 1895. (Vergl. auch Feddersen.) Funkenbild bei Kondensatorentladungen im rotierenden Spiegel und Messung von Fortpflanzungsgeschwindigkeit u. Schwingungszahl durch stehende Wellen.

Trowbridge, J., Sill. J. (4) **21**, 339, 1906. Ein Telephonrelais.

— u. **Taylor,** Phys. Rev. **23**, 475, 1906. Kapazitätsvergleichungen.

Turpain, A., Les applications pratiques des ondes électriques. Paris 1902.

Uller, K., Dissert. Rostock 1904. Beiträge zur Theorie der elektromagnetischen Strahlung speziell auch zur Frage der Ausbreitung der Wellen längs der Erdoberfläche.

— Phys. Zs. **8**, 193, 1907. Zur Deutung der Wirkungsweise des richtenden Marconi-Senders.

Valbreuze, L'Eclair. El. **36**, 81, 1903. Umwandlung von Gleichstrom in Wechselstrom hoher Frequenz durch Quecksilberlampe.

Varley, W. M., Dissert. Straßburg 1901; Phil. Mag. (6) **3**, 500, 1902. Methode zur Bestimmung von Selbstinduktionskoeffizienten. (Permeabilität von weichem Eisen bei schnellen Schwingungen.)

Voller, A., Wellentelegraphie. Hamburg 1903.

Vreeland, K., Elektrot. Zs. **28**, 276, 1907. Erzeugung ungedämpfter Schwingungen durch Quecksilberdampflampen.

Waetzmann, E., Phys. Zs. **8**, 346, 1907. Objektive Kombinationstöne an der singenden Bogenlampe.

Wagner, Karl Willy, Elektrot. Zs. **28**, 673, 1907. Zu den Vorschlägen zur Definition der Induktivität gestreckter Leiter.

Weber, E. L., Electrical World **49**, 507, 1907. Study of high frequency oscillations by means of the Braun-tube.

Wehnelt, A., s. Donath.

Wertheim-Salomonson, J., Phys. Zs. **4**, 361, 1903. Verwendung ungedämpfter Schwingungen.

— Phys. Zs. **6**, 364, 1905. Leistungsmessung an Induktorien. (Vergl. auch Science abstr. **9**, 220, 1906.)

— Phys. Zs. **7**, 463, 1906. Die Messung von schwachen Wechselströmen.

Wien, M., Ann. Phys. **61**, 151, 1897. Über die Rückwirkung eines resonierenden Systems.

— Ann. Phys. **8**, 686, 1902. Über die Verwendung der Resonanz bei der drahtlosen Telegraphie.

— Phys. Zs. **4**, 76, 1902. Demonstration eines mechanischen Modelles zu der Braunschen Methode der Telegraphie ohne Draht.

— Ann. Phys. **14**, 1, 1904. Über den Durchgang schneller Wechselströme durch Drahtrollen.

— Ann. Phys. **14**, 626, 1904. Bemerkung zu der Abhandlung von Drude, l. c. Ann. Phys. **13**, 512, 1904.

— Phys. Zs. **7**, 871, 1906. Über die Intensität der beiden Schwingungen eines gekoppelten Senders.

— Elektrot. Zs. **27**, Heft 36 u. 51, 1906; Phys. Zs. **8**, 10 u. 38, 1907. Über die Abstimmung funkentelegraphischer Sender u. Antwort auf die Entgegnung von Slaby.

Wilson, E. u. **W. H.,** Electrician **56**, 464, 1906. A method for the measurement of self induction.

Wittek, Wilh., Elektrot. Zs. **28**, 209, 1907. Selbstinduktion einer rechteckigen Spule.

Zammarchi, A., La telegraphia senza fili di Guglielmo Marconi. Bergamo 1904.

Zeleny, A., Phys. Rev. **24**, 257, 1907. Modifications of the Maxwell-Rayleigh and the Anderson methods for the measurement of the coefficient of self-induction.

— Phys. Rev. **22**, 65, 1906. The capacity of mica condensers.

Zenneck, J., Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie. Stuttgart 1905.

Zenneck, J., Ann. Phys. **69**, 838, 1899. Eine Methode zur Demonstration und Photographie von Stromkurven.
— Ann. Phys. **68**, 365, 1899. Die genaue Kontrolle der Wechselzahl eines Wechselstroms.
— Ann. Phys. **69**, 854, 1899. Ermittelung der Oberschwingungen eines Drehstroms.
— Ann. Phys. **69**, 858, 1899. Transformation eines Wechselstroms auf doppelte Wechselzahl mit Hilfe eines ruhenden Transformators.
— Ann. Phys. **11**, 1121, 1903. Die Energieverhältnisse in oszillatorischen magnetischen Kreisen.
— Ann. Phys. **7**, 801, 1902. Verfahren, um die Dämpfung elektrischer Schwingungen sichtbar zu machen.
— Ann. Phys. **10**, 845, 1903. Fortpflanzung magnetischer Wellen in Eisenzylindern. Nachtrag dazu **11**, 867, 1903.
— Ann. Phys. **11**, 1135, 1903. Elektrischer und magnetischer Widerstand bei Schwingungen.
— Phys. Zs. **4**, 656, 1903. Über die Bedeutung der Ansatzdrähte in der drahtlosen Telegraphie.
— Ann. Phys. **12**, 869, 1903. Über die magnetische Permeabilität von Eisenpulver bei schnellen Schwingungen.
— Ann. Phys. **13**, 819, 1904. Objektive Darstellung von Stromkurven mit der Braunschen Röhre.
— Ann. Phys. **13**, 822, 1904. Die Abnahme der Amplitude bei Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke.
— Phys. Zs. **5**, 586, 1904; **6**, 107, 1905; **6**, 196, 1905. Theorie und Praxis in der drahtlosen Telegraphie. Vergl. Drude.
— mit **Strasser,** vergl. Strasser.
Zipp, H., Elektrot. Zs. **27**, 868, 1906. (Vergl. auch ebenda Benischke u. Müller, S. 869/70.) Resonanz in Stromkreisen, die mit Hysterese- und Wirbelstromverlusten behaftet sind.

Bücherbesprechungen.

H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung mit besonderer Berücksichtigung schneller elektrischer Schwingungen. 8. VI u. 113 Seiten mit 47 Abbildungen. Leipzig 1907. S. Hirzel. M. 4.—

Der Inhalt des Werkes und die leitenden Gesichtspunkte seien kurz nach den zusammenfassenden Angaben des Verfassers wie folgt resümiert: Für die elektrischen Schwingungen sind folgende Sätze abgeleitet: Die notwendige Bedingung für das Bestehen dauernder Schwingungen (=Wechselstrom) ist ein im Stromsystem befindlicher veränderlicher Wechselwiderstand (*W*, *L*, *C*). Dieser ist wie ein Wechselstromgenerator aufzufassen und zu behandeln. Bei veränderlichem Ohmschen Widerstande entstammt die Energie dem Gleichstrom, bei veränderlicher Induktion oder Kapazität mechanischer Arbeitsleistung. Bei den mechanischen Schwingungen wird

das Analoge und die Unterschiede zwischen den elektrischen Erscheinungen hervorgehoben und an Beispielen gezeigt. — Das Werk ist sehr klar geschrieben und bildet einen wertvollen Beitrag zu der wissenschaftlichen Behandlung der heute so aktuellen Schwingungsphänomene. Es ist interessant zu sehen, wie nützlich die erstrebten allgemeinen Gesichtspunkte sein können, z. B. den veränderlichen Wechselwiderstand als den Generator zu betrachten, um in einfacher Weise die Stärke und Verteilung des Wechselstromes bei verschiedenen Schaltungen zu finden. Besonders klärend wirkt aber des Verfassers Darstellungsweise auf die Auffassung über das Zustandekommen und die Natur der hochfrequenten kontinuierlichen Schwingungen, wie sie neuerdings für eine drahtlose Telegraphie und Telephonie angewendet werden. Keinem Pionier auf diesem Gebiete sollte diese vorzügliche Arbeit unbekannt sein. E.

(Eingesandt 4. Juli 1907.)

A. Righi u. **B. Dessau, Die Telegraphie ohne Draht.** 2. vervollständigte Auflage. 8. XIV u. 665 S. mit 312 Abbildungen. Braunschweig Friedr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 15.—, gebunden M. 16.50.

Die vorliegende zweite Auflage dieses im Jahre 1903 erstmalig erschienenen Werkes weist gegen die erste Auflage erhebliche Erweiterungen und Verbesserungen auf. Der erste Teil, welcher den Leser mit den Grundtatsachen und Theorien der Elektrizitätslehre bekannt machen soll, ist durch einen besonderen Abschnitt über die wichtige und für unsere heutige Anschauung über Elektrizität grundlegende Theorie der Elektronen vervollständigt. Der zweite Teil, der sich mit den elektromagnetischen Wellen beschäftigt, weist zwei neue Kapitel über die elektrolytischen und magnetischen Wellenanzeiger auf. Mit dem dritten Teil wird der Leser in medias res geführt; entsprechend dem heutigen Stand der in wenigen Jahren rapide stattgehabten Entwicklung findet man hier die Forschungsresultate über Erzeugung elektrischer Schwingungen großer Intensität für die modernen Reichweiten vieler tausend Kilometer sowie vor allem auch über die wichtige selektive Telegraphie und Mehrfachtelegraphie übersichtlich zusammengestellt. Die Verdienste der Pfadfinder zu diesen Errungenschaften, vor allem der deutschen Forscher F. Braun, M. Wien und P. Drude u. a., sind jetzt gebührend gewürdigt. Ein vierter Teil hat die drahtlose Telegraphie mit Hilfe des Lichtes und der ultravioletten Schwingungen zum Gegenstand. Die Literaturangaben am Schlusse jeden Teiles sind up to date vervollständigt. Ein Anhang behandelt die Gesetzgebung über drahtlose Telegraphie und ein Nachtrag streift kurz die epochemachenden neuen kontinuierlichen Schwingungen für drahtlose Telegraphie und Telephonie nach Duddell-Poulsen.

Das Werk ist speziell für den großen Kreis der allgemein gebildeten Leser geschaffen und durch die Gewandtheit der populären Darstellung dürfte es sich mit Recht viele Freunde erwerben. E.

(Eingesandt 4. Juli 1907.)

Ernst Ruhmer, Drahtlose Telephonie. gr. 8. 152 Seiten mit 139 Textfiguren. Berlin 1907. Im Selbstverlag des Verfassers. M. 6.—

Die zeitgemäße Broschüre behandelt sämtliche Methoden einer Telephonie ohne metallische Leiter, und zwar in einem ersten Kapitel solche vermittels Licht oder Wärmestrahlen. Der Verfasser hat sich bekanntlich selbst durch seine praktischen Arbeiten auf diesem Gebiete der Radiophonie Verdienste erworben und wirken seine aus persönlichen Anschauungen fließenden Ausführungen anregend und belehrend. In einem zweiten Kapitel werden dann zunächst die Methoden vermittels Stromleitung in Erde oder Wasser (Hydrotelephonie) und vermittels Induktionswirkungen (Induktionstelephonie) gestreift, die beide eine praktische Bedeutung nicht erlangt haben. Es folgen dann die Ausführungen über die Wellentelephonie, d. h. drahtlose Telephonie vermittels elektrischer Wellen, die den größeren Raum der Schrift in Anspruch nehmen. Nachdem die unvollkommenen Methoden, die die Erreichung des Zieles vermittels mehr oder weniger gedämpfter Wellen erstrebten, dargelegt sind, kommt Verfasser schließlich zu der modernsten Methode, welche die Lösung des Problems wirklich brachte, nämlich vermittels kontinuierlicher Schwingungen nach Duddell-Poulsen, die man unzutreffend auch ungedämpfte Schwingungen nennt. Auch auf diesem Gebiete hat Verfasser sich durch eigne Arbeiten betätigt und seine in der Schrift wiedergegebenen analytisch experimentellen Untersuchungen über Wellenkurven, dynamische Charakteristik etc. geben interessante Aufschlüsse. Es darf nicht unerwähnt bleiben, daß Verfasser in der Darstellung der Vorgeschichte der Poulsen-Erfindung eine völlig unrichtige Bemerkung macht, nach der es gerade so aussieht, als wenn Poulsen den Verfasser plagiiert habe. Das Poulsen-Patent ist vom 12. Juli 1903 und es heißt auf Seite 3 daselbst: „Ein wesentlich größerer Effekt kann dadurch erreicht werden, daß der Leiter oder Lichtbogen in einem magnetischen Felde angeordnet wird. Der Magnet kann entweder ein permanenter oder Elektromagnet sein und dieser kann dann event. von derselben Stromquelle wie der Lichtbogen gespeist werden". Andererseits gibt Ruhmer auf Seite 133 seiner Schrift an, daß er „seinen Lichtbogenunterbrecher" im Jahre 1903 „erfunden" und zuerst im Jahre 1904 vorgeführt habe. Es ist also ganz unkorrekt von Ruhmer, auf Seite 139 zu sagen, „daß Poulsen seine Wasserstoffatmosphäre auf seinen (Ruhmers) Lichtbogenunterbrecher übertragen habe". Im übrigen hat Referent sich bei seiner Anwesenheit in Kopenhagen überzeugt, daß Poulsen schon im Jahre 1901 mit dem magnetischen Lichtbogenunterbrecher in atmosphärischer Luft experimentierte, der ja eine alte Sache ist und schon viel früher in Patentschriften von Elihu Thomson erwähnt wird, so daß Ruhmer überhaupt nicht von einer „Erfindung" seinerseits sprechen kann. — Die theoretischen Ausführungen sind sonst hauptsächlich nur eine Rekapitulation der bekannten Simonschen Theorie; es müßte übrigens schärfer gesagt werden, daß Poulsen, der zuallererst die früher fehlende genügende Frequenz und Intensität der kontinuierlichen Schwingungen erreichte, auch der erste war, der auf diese Weise drahtlos telephonierte. In toto kann man die Ruhmersche Schrift, die auch an den verschiedenen Stellen Literaturhinweise enthält, willkommen heißen. E.

(Eingesandt 4. Juli 1907.)

Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 1. 1907. Heft 2.

Neuere Methoden zur Ladung von Kondensatorkreisen.

I. Die Induktorladung.

Die rationelle Ladung von größeren Kapazitäten mittels Induktors oder Wechselstromtransformators im Laboratorium und in der Praxis der drahtlosen Telegraphie.

Von G. Glage.

Für die Aufladung der Kapazitäten, wie sie in den Kondensatorkreisen der drahtlosen Telegraphie benutzt werden, kommt fast ausschließlich nur der Funkeninduktor oder der Wechselstromtransformator in Betracht. Als man zu immer größeren auszustrahlenden Energiemengen und damit auch größeren Kapazitäten überging, stellten sich sehr bald eine Reihe von Übelständen heraus. Auf verschiedene Weise suchte man diesen zu begegnen, bis durch den sogenannten „Resonanztransformator", der auf die vollkommenste Weise alle Übelstände vermeidet und sehr wesentliche Vorteile bietet, alle anderen Anordnungen zur Kapazitätsladung weit überholt wurden.

Ich werde mich daher im folgenden wesentlich auf den Resonanztransformator zu beschränken haben. Indessen soll doch auch ein kurzer Überblick über die älteren Anordnungen, die ja teilweise noch gebraucht werden, des Vergleichs halber gegeben werden. Zunächst kommt der Gleichstrominduktor in Betracht.

Der Gleichstrominduktor.

Der mit unterbrochenem Gleichstrom betriebene Induktor, dessen erste Anfänge um das Jahr 1835 liegen und der um 1850 schon nahezu in seiner heutigen Gestalt verwendet wurde, war bis vor wenigen Jahren ein Apparat, der zwar verhältnismäßig günstig arbeitete, dessen Faktoren und Wirkungsweise aber noch lange nicht vollkommen erkannt waren, und dessen richtige Dimensionierung man mehr praktischen Erfahrungen verdankte. Erst durch eine Reihe von Arbeiten, deren grundlegende die von Colley[1]) ist, und der sich dann bis heute noch weitere anschlossen, haben wir mehr Klarheit über die Vorgänge im Induktor erhalten. Es kommen hier hauptsächlich in Betracht die Arbeiten von Oberbeck, R. Walter, Rayleigh und endlich die von Schnell[2]) aus dem letzten Jahre, in denen theoretisch und praktisch die Vorgänge untersucht sind.[3])

Diese Arbeiten beziehen sich nun alle mehr oder weniger darauf, mittels des Induktors eine möglichst große Länge des Funkens zu erzielen, ohne daß dabei Kapazitäten geladen werden. Indessen erhalten sie aber auch für den hier zu besprechenden Fall Bedeutung, weil nämlich die verteilte Eigenkapazität der Sekundärspule genau so in Rechnung gesetzt ist, wie wenn sie an den Klemmen läge, und dadurch die dort behandelten Gleichungen dieselben sind, wie sie bei der Induktorladung in Frage kommen. Nur ist in unserem Falle die Kapazität eine wesentlich größere und daher sind auch die Erscheinungen modifiziert. Ein näheres Eingehen würde natürlich hier zu weit führen, doch sollen an geeigneter Stelle die Vorgänge in großen Zügen beschrieben werden.

Will man mittels des Gleichstrominduktors eine Kapazität aufladen, so sind zwei Möglichkeiten vorhanden. Entweder man verbindet die Pole der Sekundärspule direkt mit der Kapazität, oder man verfährt so, daß man, wie sich aus Fig. 1 ergibt, die Kapazität durch eine Reihe von aufeinanderfolgenden Funken unter Zwischenschaltung von Platte und Spitze (*PS*) so lädt, daß ihr Potential allmählich zunimmt, bis sie sich durch die Funkenstrecke bei *B* entlädt.

Die Spitze wird zweckmäßig mit dem negativen Pol des Induktors verbunden, wodurch eine Entladung der Kapazität durch den Induktor

1) R. Colley, Wied. Ann. **44**, 109, 1891.

2) H. Schnell, Ann. d. Phys. (4) **21**, 1, 1906.

3) Ein vollständiges Literaturverzeichnis über den Gleichstrominduktor findet sich in H. Armagnat, La bobine d'induction. Paris 1905.

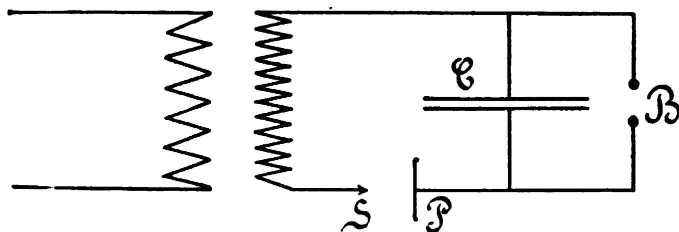


Fig. 1.

verhindert wird. Die Zahl der Funken bei B hängt dann ab von der Höhe des Potentials, auf das geladen werden soll, und von dem Strome, den der Induktor zu liefern vermag, wesentlich aber von der Größe der zu ladenden Kapazität; je größer diese, desto länger wird es dauern, bis die Spannung erreicht ist, daß bei B ein Funke übergeht. Für die Praxis dürfte diese Anordnung der langsamen Funkenfolge wegen wohl nicht in Frage kommen, wohl aber im Laboratorium, wenn es sich darum handelt, recht große Kapazitäten auf hohes Potential zu laden.

Wesentlich wichtiger ist die andere Art, daß nämlich die beiden Pole des Induktors direkt mit der zu ladenden Kapazität verbunden werden. Hier ergibt sich zunächst in Übereinstimmung mit der Theorie, daß praktisch je größer die Kapazität, desto kleiner die erhaltene Funkenlänge wird, und daß ein geringer Sekundärwiderstand von Vorteil ist.

Betrachten wir den Vorgang näher, so kommt beim Schließen des Stromes der Kondensator im Primärkreise c_1 (vergl Fig. 2) offenbar nicht in Betracht, da er während der Zeit kurz geschlossen ist.

Der Strom wächst dann, da in dem Kreise jetzt nur Selbstinduktion vorhanden ist, nach der bekannten Formel an

$$i_1 = \frac{E_1}{w_1}\left(1 - e^{\frac{w_1}{p_1}t}\right)$$

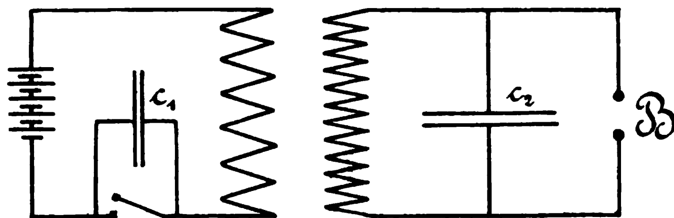


Fig. 2.

Eine Rückwirkung des sekundären Kreises während dieser Zeit macht sich allerdings bemerkbar, darf aber besonders in unserem Falle als unwesentlich vernachlässigt werden. Wesentlich für den Effekt im Sekundärkreise ist es nun, zu welcher Zeit t der Strom i unterbrochen wird. Ist doch die in diesem Moment in dem primären Kreise vorhandene Stromstärke bestimmend für die Stromstärke des magnetischen Feldes des Induktors mit anderen Worten für die Energie, die, nach Abzug der unvermeidlichen Hysteresisverluste und der durch Joulesche Wärme, im Sekundärkreise wieder zum Vorschein kommt. Wird nun, nachdem der Sekundärstrom eine bestimmte Größe erreicht hat, derselbe unterbrochen, so lädt sich die Kapazität c_1 auf ein ziemlich hohes Potential, das einige Tausend Volt betragen kann, entlädt sich dann im Primärkreise in Form von Schwingungen, deren Periode durch die Größe der Kapazität c_1 und der Selbstinduktion p_1 bestimmt ist. und induziert dabei ihrerseits auf den Sekundärkreis, der, selbst aus Kapazität und Selbstinduktion bestehend, auch ein schwingungsfähiges System bildet.

Wir haben also während der Periode der Unterbrechung zwei gekoppelte schwingungsfähige Systeme. In solchen entstehen nun bekanntlich immer in jedem einzelnen zwei übereinander gelagerte Schwingungen.[1]) Wie sich hierbei der Vorgang im einzelnen gestaltet, hängt natürlich sehr von den gegebenen Bedingungen ab. Aber jedenfalls spielt er bei den gewöhnlichen Funkeninduktoren eine wichtige Rolle. In unserem Falle, wo der sekundäre Kreis mit einer größeren Kapazität belastet ist, sind nun die Schwingungszeiten sehr verschieden. Der sekundäre hat eine relativ sehr langsame Periode, während die des Primärkreises ziemlich rasch ist. Wir sehen also, daß während der Öffnungszeit eine Abstimmung der beiden Kreise gar nicht in Frage kommen kann, und auf diese Weise ein eventueller Vorteil durch einen Resonanzvorgang nicht zu erreichen ist. Eine Übereinstimmung der beiden Schwingungszahlen ist aber sehr wohl möglich, wenn der Induktor unbelastet ist, und man eine große Funkenlänge erzielen will, weil dann nur die geringe Eigenkapazität der Sekundärspule in Betracht kommt.

In unserem Falle wird sich also der Vorgang so gestalten, daß hauptsächlich der erste Abfall des primären Stromes und dessen Geschwindigkeit maßgebend ist, und das an den Kapazitäten erreichbare

---

1) A. Oberbeck, Wied. Ann. **55**, 623, 1895; M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151, 1897.

Potential in erster Linie von der Höhe des primären Stromes bei der Unterbrechung, also der dadurch gegebenen Energie abhängt.

Damit stimmen nun die praktischen Erfahrungen, die man mit Gleichstrominduktoren bei Ladung von Kapazitäten macht, überein. Gibt der Induktor vor der Belastung mit der Kapazität auch sehr lange Funken, so gehen diese, sowie die Flasche eingeschaltet wird, enorm zurück, und nimmt man größere Flaschen, so braucht man schon ziemlich starke Ströme und große Induktorien.

Noch eins mag bemerkt werden. Es ist nicht einmal absolut notwendig, den Kondensator im Primärkreise zu benutzen, indessen doch vorzuziehen, wegen der sonst eintretenden starken Abnutzung des Unterbrechers.

Nun ist aber auch beim Gleichstrominduktor noch ein Vorteil zu erreichen, der erst um das Jahr 1902 erkannt und zuerst von Seibt[1]) beschrieben wurde. Man kann nämlich doch die Resonanz verwerten, und zwar indem man die Periode des Unterbrechers mit der des sekundären Kreises in Übereinstimmung bringt. Es wird jedoch besser sein, hierauf an späterer Stelle zurückzukommen, wenn der Wechselstrom-Resonanzinduktor behandelt ist, da sich dann die betreffenden Erscheinungen leichter darstellen und ohne weiteres übersehen lassen.

Es erübrigt noch, mit einigen Worten auf den Unterbrecher einzugehen. Derselbe muß besonders bei größerer sekundärer Kapazität auch starke Ströme ohne Nachteil unterbrechen können, und muß, was sowohl für die Praxis als für das Laboratorium zu genaueren Messungen in Frage kommt, sehr regelmäßig arbeiten. Dann kommt natürich auch sein Energieverbrauch in Betracht.

Der Hammerunterbrecher scheidet, sobald grösere Leistungen verlangt werden, aus. Der elektrolytische ist zwar sehr einfach, doch verlangt er eine relativ hohe Spannung und sein Energieverbrauch ist ein sehr hoher. Er dürfte in der Praxis der drahtlosen Telegraphie wohl aufgegeben sein. In Betracht kommt wohl allein der Quecksilberstrahlunterbrecher, der ziemlich lange fast ausschließlich benutzt wurde, wenn er auch heute durch den Resonanzinduktor zurückgedrängt ist. Seine Vorteile sind besonders, daß er gestattet, ziemlich starke Ströme sicher zu unterbrechen und sich für Laboratoriums- und Meßzwecke sehr wohl eignet.

Der Strom im Unterbrecher ist unabhängig vom Motor und kann bei konstanter Umdrehungs-, d. h. Unterbrechungszahl in den weitesten

1) Seibt, E.T.Z. 1904, S. 276.

Grenzen reguliert werden. Dann ist durch Regulierung der Tourenzahl des Motors und Einsetzen anderer Segmentringe im Unterbrecher auch eine große Variation in der Unterbrechungszahl möglich, ein Vorteil, der zur Erzielung des oben erwähnten Resonanzeffekts von besonderer Wichtigkeit ist.

Der Wechselstromtransformator.

Schon sehr bald hat man auch versucht, den Wechselstromtransformator für die Ladung von Kapazitäten zu benutzen. Derselbe war als Instrument der Technik in seinen Bedingungen weit besser bekannt als der Gleichstrominduktor und hatte dazu den großen Vorteil, keines Unterbrechers zu bedürfen, was gerade praktisch nicht genug zu schätzen ist, besonders wenn man beachtet, welche Arbeit z. B. die Unterhaltung des Quecksilberunterbrechers erfordert.

Nun bringt aber die Ladung der Kapazitäten mittels Transformators eine Reihe von Übelständen mit sich. Wenn in dem Kondensatorkreise *K* (Fig. 3), der durch die Sekundärspule des Transformators

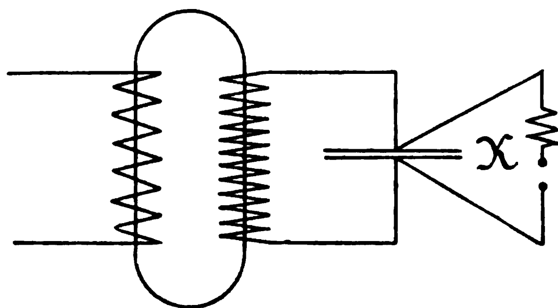


Fig. 3.

geladen wird, ein Funke überschlägt, so geht derselbe in einen Lichtbogen über und die Sekundärspule ist kurz geschlossen, was für den Transformator, da gleichzeitig der Primärstrom ansteigt, sehr schädlich sein kann. Auch können dann schnelle Schwingungen im Kreise *K* nicht mehr zustande kommen. Man hat nun bald versucht, diesem Übelstande abzuhelfen, indem man dem Transformator eine Drosselspule vorschaltete und dadurch, weil dann bei dem Kurzschluß durch den Funken die primäre Stromstärke nicht anzusteigen vermochte, die Bildung eines Lichtbogens verhindert.[1])

1) Fleming, Electrician 50, 140, 1902/03.

Doch auch hiermit war keine wesentliche Verbesserung erreicht. Der Wechselstromtransformator liefert bei den gewöhnlich gebrauchten Wechselzahlen eine sehr große Anzahl von Entladungen, meist eine viel größere als die Wechselzahl. Von Vorteil könnte dies nur sein, wenn als Empfänger der drahtlosen Telegraphie ein Instrument verwandt wird, das auf Effekte reagiert, wie z. B. das Bolometer. Im allgemeinen aber stellt es eine Energievergeudung dar, weil die gewöhnlichen Empfänger schon bei einer viel geringeren Funkenzahl genügend arbeiten. Dann ionisiert die hohe Entladungszahl aber auch die Luft an der Funkenstrecke zu sehr, was ein starkes Sinken des Entladungspotentials und damit der ausgestrahlten Energie zur Folge hat. Als weitere Verbesserungen, um die Ionisierung und Lichtbogenbildung an der Funkenstrecke zu vermeiden, sind dann noch vorgeschlagen worden, das Blasen eines starken Luftstromes gegen die Funkenstrecke und ferner deren Anordnung in einem transversalen Magnetfeld. Man versuchte ferner, zwischen den Induktor und den Kondensatorkreis Kapazitäten einzuschalten, um dadurch einen Kurzschluß der Sekundärspule unmöglich zu machen. Soweit auch alle diese Anordnungen ihre spezielle Aufgabe erfüllen, so vermochte doch keine derselben alle Übelstände zu vermeiden, und dieselben trugen außerdem nicht zur Vereinfachung bei. Es ist daher erklärlich, daß, als man die Vorteile der Resonanz, die bis dahin wohl übersehen worden war, kennen lernte, der Resonanztransformator, der tatsächlich in jeder Beziehung die größten Vorteile bietet, so unangenehm sonst die Resonanzerscheinungen werden können, alle diese Anordnungen fast vollständig verdrängte. Wir gehen nunmehr zu seiner Beschreibung über.

Der Resonanztransformator.

Wohl von verschiedenen Seiten unabhängig voneinander gefunden, in größerem Maßstabe zuerst von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie verwendet, kommt heute in der Praxis für die Ladung von Kapazitäten fast ausschließlich der Resonanztransformator, auch Resonanzinduktor genannt, in Betracht. Bei dem sekundär mit der zu ladenden Kapazität belasteten Transformator wird bei gegebener Kapazität (C) (Fig. 4) die Periode des eingeleiteten Wechselstroms (J), oder bei gegebener Periode die Kapazität, so gewählt, daß im Sekundärkreise ein Resonanzeffekt eintritt.

Primär- (I) und Sekundärkreis (II) sind nicht fest miteinander gekuppelt. Wir haben es dann mit einem schwingungsfähigen System (II) zu tun, dessen Eigenschwingung durch eine periodische Kraft er-

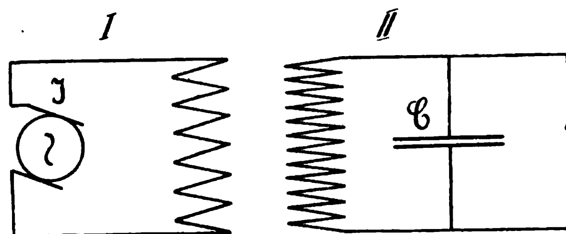


Fig. 4.

regt wird, deren Periode mit der Eigenschwingung übereinstimmt. Es wird nun genau, wie dies bei anderen Resonanzeffekten bekannt ist, allmählich Energie auf den in Schwingungen geratenden Sekundärkreis übertragen und dort gleichsam angesammelt, bis die Entladung durch den Funken eintritt, wenn das Potential die zum Durchschlagen notwendige Höhe erreicht hat. Daraus resultiert einmal eine verhältnismäßig langsame Funkenfolge, und dann ist der Energieverbrauch des Induktors ein sehr günstiger, weil die aus dem Primärkreise übertragenen Impulse sich im Sekundärkreise summieren, bis die Entladung eintritt. Ferner ist die Erscheinung des Lichtbogens an der Funkenstrecke (*F*) vollkommen vermieden, weil nach der jedesmaligen Entladung der Kondensatoren Strom wie Spannung im Sekundärkreise nahezu Null sind und Zeit brauchen, um sich wieder zu ihrer alten Höhe emporzuarbeiten, und weil das Induktorium allein nur eine sehr kurze Funkenlänge zu liefern vermöchte.

Die bisher in der Literatur vorhandenen Veröffentlichungen über den Resonanzinduktor sind die folgenden:

1. J. A. Fleming, Electrician **50**, 140, 1902/03.
2. G. Seibt, Über Resonanzinduktorien und ihre Anwendung in der drahtlosen Telegraphie. E.T.Z. 1904, S. 276.
3. G. Glage, Experimentelle Untersuchungen am Resonanzinduktor. Straßburger Dissertation 1907.
4. G. Benischke, Der Resonanztransformator. E. T. Z. 1907, S. 25.
5. G. A. Hemsalech et C. Tissot, Sur les phénomènes de résonance dans le cas des transformateurs à circuit magnétique ouvert et leur utilité dans la production de fortes étincelles électriques. Comptes Rendues Nr. 5, Febr. 1907.
6. C. Breitfeld, Der Resonanztransformator. E. T. Z. 1907, S. 619.
7. J. Bethenod, Sur le transformateur à résonance. L'Écl. élect. **53**, 115, 145, 1907.

Was die Veröffentlichung von Fleming betrifft, so ist dort, neben anderen Anordnungen, die die Lichtbogenbildung des Funkens zu vermeiden suchen, und solchen über Transformierung[1]), auch deutlich eine Anordnung beschrieben, welche die Merkmale des Resonanzinduktors aufweist. Ob freilich Fleming damals die ganze Tragweite der Anordnung bekannt war, ist nicht zu übersehen, weil sie eben neben anderen auftritt, die denselben Zweck verfolgen. Gleichwohl dürfte ihm aber darnach die Priorität zuzuerkennen sein.

Hemsalech und Tissot beschreiben in einer kürzeren Notiz den Resonanzinduktor; denselben ist scheinbar die Arbeit von Seibt und die bereits allgemeine Anwendung des Resonanzinduktors in der Praxis entgangen. Die Arbeit von Seibt enthält die Theorie des Resonanzinduktors und ist zugleich die erste größere Veröffentlichung, die alles Wesentliche enthält. Benischke stellt die Theorie in der in der Technik gebräuchlichen Form dar und gibt einige theoretische Erweiterungen und Berichtigungen zu der Arbeit von Seibt, die Breitfeld noch etwas weiter verfolgt.

In der Arbeit von Glage ist der Resonanzinduktor experimentell untersucht, und gleichzeitig die Theorie in etwas anderer Darstellung übersichtlich gebracht. An Hand der letzteren sollen nun im folgenden unter Berücksichtigung der anderen Arbeiten die interessanten Erscheinungen etwas näher betrachtet werden.

Theorie.

Die für den Resonanztransformator in Betracht kommenden Gleichungen sind bekanntlich die folgenden:

$$\text{a)}\quad w_1 i_1 + p_{11}\frac{di_1}{dt} + p_{12}\frac{di_2}{dt} = E_0 e^{\iota v t},$$

$$\text{b)}\quad w_2 i_2 + p_{12}\frac{di_1}{dt} + p_{22}\frac{di_2}{dt} + V = 0,$$

$$\text{c)}\quad i_2 = c\,\frac{dV}{dt}$$

wo p die Induktionskoeffizienten
w die Widerstände
i die Ströme und
V die Spannung an der Kapazität c
bedeuten.

Eine genaue Diskussion derselben würde hier zu weit führen, es mag daher hier nur eine Erörterung Platz finden, bei der durch Vernach-

lässigung von w_1, das ja im allgemeinen klein ist, sich eine sehr übersichtliche Darstellung der Vorgänge ergibt. Aus den obigen Gleichungen erhält man in diesem Falle durch Differentiation und Elimination von i_1

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2}+\frac{di_2}{dt}\left(\frac{w_2 p_{11}}{p_{11}\,p_{22}-p^2_{12}}\right)+i_2\left(\frac{p_{11}}{c(p_{11}p_{22}-p^2_{12})}\right)=-\frac{E_0\nu\cos(\nu t+\varphi)p_{12}}{p_{11}p_{22}-p^2_{12}}$$

also eine Gleichung der Form:

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2}+2\varepsilon\frac{di_2}{dt}+i_2 n^2=A\cos(\nu t-\varphi),$$

wenn wir setzen:

$$2\varepsilon=\frac{w_2 p_{11}}{p_{11}p_{22}-p^2_{12}}$$

$$n^2=\frac{p_{11}}{c(p_{11}p_{22}-p^2_{12})}$$

und

$$A=\frac{E_0\,\nu\,p_{12}}{p_{11}\,p_{22}-p^2_{12}}.$$

Diese Gleichung hat nun die Form einer einfach schwingenden Bewegung, wie wir sie z. B. beim Pendel, das durch eine äußere Kraft bewegt wird, wiederfinden. Hieraus läßt sich nun die Eigenschwingung und Dämpfung sehr leicht ersehen.

Zunächst bemerken wir, daß das resonierende System nicht aus dem Sekundärkreis allein besteht, sondern auch den Primärkreis mit umfaßt.

Resonanz tritt ein, wenn die Periode der einwirkenden Kraft gleich der Periode der Eigenschwingungen des resonierenden Systems ist, also wenn:

$$\nu^2=\frac{p_{11}}{c(p_{11}p_{22}-p^2_{12})}-\frac{w_2{}^2 p_{11}{}^2}{4(p_{11}p_{22}-p^2_{12})^2},$$

oder

$$\nu^2=\frac{1}{cp_{22}(1-k^2)}-\frac{w_2{}^2}{[2p_{22}(1-k^2)]^2}$$

wo k^2 der sogenannte Koppelungsfaktor, definiert ist durch

$$k^2=\frac{p_{12}{}^2}{p_{11}p_{22}}.$$

Das zweite Glied können wir gegenüber dem ersten vernachlässigen, so daß wir als Bedingung für die Resonanz schreiben können:

$$\nu^2=\frac{1}{cp_{22}(1-k^2)}$$

oder mit Einführung der Periodenzeit

$$T = 2\pi \sqrt{c p_{22}(1-k^2)}.$$

Je kleiner k^2, d. h. je loser die Koppelung gemacht wird, desto mehr nähert sich diese Formel derjenigen, welche die Eigenschwingungen des vollständig abgetrennten Sekundärkreises darstellt, nämlich

$$T = 2\pi \sqrt{c p_{22}}.$$

Für die Dämpfung ergibt sich

$$2\varepsilon = \frac{w_2 p_{11}}{p_{11} p_{22} - p_{12}^2} = \frac{w_2}{p_{22}(1-k^2)}.$$

Die Dämpfung ist also direkt proportional dem sekundären Widerstand, sie wird kleiner mit abnehmender Koppelung, strebt aber dabei einem Grenzwerte zu, der durch die Konstanten des Sekundärkreises gegeben ist. Für $p_{11} p_{22} = p_{12}^2$ oder $k^2 = 1$ wird die Dämpfung unendlich, d. h. bei absolut fester Koppelung ist eine Resonanzerscheinung überhaupt nicht mehr möglich. Wir sehen also, daß die beiden Kreise magnetische Streulinien besitzen müssen. Der Übergang zur Aperiodizität ist durch die Bedingung gegeben:

$$\varepsilon \geqq \frac{1}{c p_{22}(1-k^2)}.$$

Von der Dämpfung wird nun die Schärfe der Resonanz abhängen und dann die Zeitdauer, bis sich nach dem Einschalten oder nach einer Entladung der Kondensatoren durch den Funken der stationäre Zustand wieder hergestellt hat.

Für die Amplitude der Sekundärspannung bei Resonanz ergibt unsere Gleichung weiter:

$$A_V^R = \frac{k \sqrt{p_{11} p_{22}}\, E_0 \sqrt{c p_{22}(1-k^2)}}{c w_2 p_{11}}.$$

In dieser Gleichung ist nun noch k^2 variabel. Die günstigste Koppelung, d. h. das Maximum von A_V^R bei variablem k, ergibt sich hieraus für $k^2 = {}^1/_2$.

Der genauere Wert, den man ohne Vernachlässigung von w_1 erhält, ist von Seibt[1]) angegeben mit

$$k^2 = \frac{p_{11} w_2}{p_{22} w_1 + 2 p_{11} w_2},$$

also kleiner als $^1/_2$.

Hatten wir oben gesehen, daß es zur Erzielung der Resonanz notwendig war, daß k^2 einen bestimmten Wert nicht überschritt, so sehen wir hier außerdem, daß ein günstigster Wert vorhanden ist; es

---

1) Vergl. S. 192.

erklärt sich dies daraus, daß mit abnehmender Koppelung einmal, wie wir oben sahen, die Dämpfung abnimmt, dann aber auch gleichzeitig die Energieübertragung auf die Sekundärspule immer kleiner wird, so daß ein Punkt vorhanden sein muß, der die günstigste Wirkung ergibt.

Daß bei abnehmender Koppelung die Resonanz sich immer mehr den Erscheinungen nähert, als wenn der Sekundärkreis allein als resonierendes System diente, heißt nun aber mit anderen Worten, der Einfluß der Rückwirkung wird so klein, daß er für die Resonanz nicht mehr in Frage kommt. In dem oben besprochenen Falle wurde die Rückwirkung kleiner gemacht durch Verringerung von k^2. Es läßt sich nun zeigen, daß eine Vergrößerung von w_1 dieselbe Wirkung hat, indem man bei erlaubten Vernachlässigungen bei großem w_1 dieselbe Form der Gleichung erhält, von der oben unsere Betrachtung ausging. Die Dämpfung enthält dann nur die Konstanten des Sekundärkreises und ist dieselbe wie bei sehr loser Koppelung.

Eine Zusammenfassung der Resultate, welche die Theorie ergibt, mag diese Ausführungen vervollständigen.

1. Die Resonanz wird um so schärfer, die Resonanzkurven um so spitzer, und das Maximum der Strom- und Spannungsamplitude im Sekundärkreise nähert sich um so mehr der Stelle
$$T = 2\pi\sqrt{cp_{22}},$$
je kleiner die Rückwirkung gemacht wird, sei es durch Verkleinerung von k^2 oder Vorschalten von Widerstand in den Primärkreis.

2. Es existiert eine günstigste Koppelung, d. h. eine größte Amplitude der Sekundärspannung wird erreicht, wenn
$$k^2 = \frac{p_{11}w_2}{p_{12}w_1 + 2p_{11}w_2}$$

3. Der Primärstrom hat in allernächster Nähe von
$$\nu p_{22} = \frac{1}{\nu p}, \quad \text{d. h. } T = 2\pi\sqrt{cp_{22}}.$$
ein Minimum, er erreicht ein Maximum, wenn annähernd
$$T = 2\pi\sqrt{cp_{22}(1-k^2)};$$
dieses Maximum wird um so weniger ausgesprochen sein, je geringer die Rückwirkung ist.

4. Für die Phasenverschiebung zwischen E und i_1 ergibt sich
$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\nu\{(\nu^2 cp_{22}-1)[\nu^2 c(p_{11}p_{22}-p_{12}{}^2)-p_{11}] + \nu^2 w_2{}^2 c^2 p_{11}\}}{w_1(\nu^2 cp_{22}-1)^2 + \nu^2 w_2 c^2(w_1 w_2 + \nu^2 p_{12}{}^2)}$$

Als Funktion der Kapazität und der Periodenzahl geht dieselbe zweimal durch Null hindurch und zwar in unmittelbarer Nähe von $T = 2\pi\sqrt{cp_{22}}$ und $T = 2\pi\sqrt{cp_{22}(1-k^2)}$. Sie eilt zuerst nach, dann zwischen den beiden Stellen, wo sie durch Null hindurchgeht, vor und dann wieder nach.

5. Die Phasenverschiebung zwischen Primärstrom und Sekundärstrom ergibt sich als

$$\operatorname{tg}\delta = -\frac{w_2}{\nu p_{22} - \frac{1}{\nu c}}$$

für $\nu p_{22} = \frac{1}{\nu c}$ wird $\delta = 90$. δ ist unabhängig von der Koppelung und den Konstanten des Primärkreises.

Was zunächst die Resonanzinduktoren selbst betrifft, so gelten für den Bau derselben einmal dieselben Bedingungen wie bei den übrigen Induktorien und Transformatoren; dann kommt hinzu, daß die einzelnen Größen so gewählt sein müssen, daß nicht nur Resonanz eintritt, sondern auch die Verluste im Sekundärkreis möglichst vermieden werden, was für die Ausgeprägtheit der Resonanz sehr wesentlich ist, und die günstigste Koppelung wenigstens angenähert erreicht wird. Die beiden letzteren Bedingungen werden dadurch erfüllt, daß man den Induktor mit offenem Eisenkern baut, wodurch einmal die Koppelung keinen zu hohen Wert erreicht, und die Hysteresisverluste weit geringer sind als bei geschlossenem magnetischen Kreise. Ferner wird der Querschnitt des Sekundärdrahtes größer genommen als bei den gewöhnlichen Induktorien und die Windungszahl erreicht nicht die Höhe, wie sie gewöhnlich zur Erzielung großer Funkenlänge angewandt wird. Der Induktor selbst kann auch weit kleiner gewählt werden als z. B. ein gewöhnlicher Transformator, der die Kapazität zu derselben Höhe aufladen kann.

Zur Erläuterung der experimentellen Tatsachen mag nun aus meiner Arbeit über den Resonanzinduktor ein Teil der dort aufgenommenen Kurven hier wiedergegeben sein. Erhalten sind dieselben unter Benutzung eines von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in liebenswürdigster Weise zur Verfügung gestellten Resonanzinduktors[1]), indem allmählich bei sonst konstanten Verhältnissen die Kapazität variiert wurde, was in den Grenzen von 0—80000 cm geschehen konnte. Als Abszisse ist die Kapazität aufgetragen, als Ordinate die jeweilig

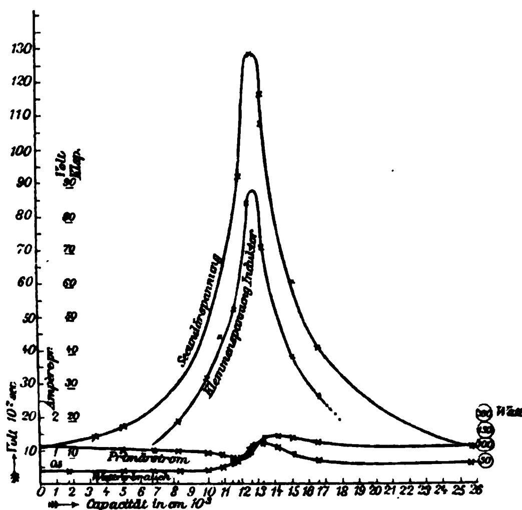
1) Es sei mir gestattet, auch an dieser Stelle für die Überlassung des Induktors und der Maschinen meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

gemessenen Größen wie die Sekundärspannung, der Primärstrom, der Wattverbrauch usw., und die Bedeutung jedesmal der einzelnen Kurve beigeschrieben. Zum Betriebe des Induktors diente teils eine ebenfalls zur Verfügung gestellte Dynamo, oder die hiesige Wechselstromzentrale. Da die Unterschiede, die sich hierbei ergaben, nicht wesentlich sind, konnte ein Teil der aufgenommenen Kurven weggelassen werden.

Die auf den einzelnen Blättern angegebene Koppelungszahl ist unter der Annahme berechnet, daß das Maximum des Primärstromes bei $T = 2\pi\sqrt{cp_{22}(1-k^2)}$ und sein Minimum bei $T = 2\pi\sqrt{cp_{22}}$ liegen.

Die Sekundärspannung.

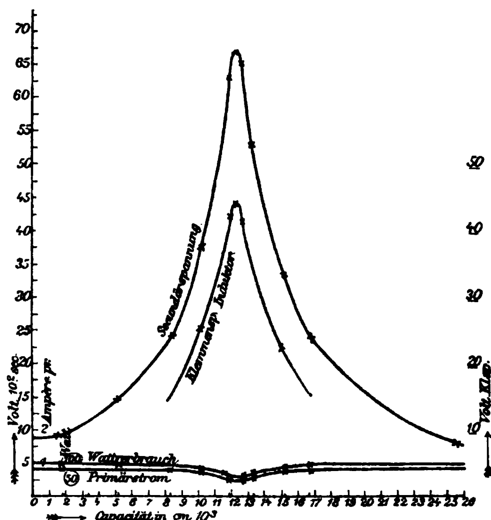
Betrachten wir zunächst die beiden Kurven A und B (Fig. 5, 6). In dem einen Falle sind zur Erreichung einer geringen Rückwirkung Drossel-



Zentrale. Drosselsp. vorgeschaltet. $k^2 = 0,19$.
Fig. 5. (Kurve A.)

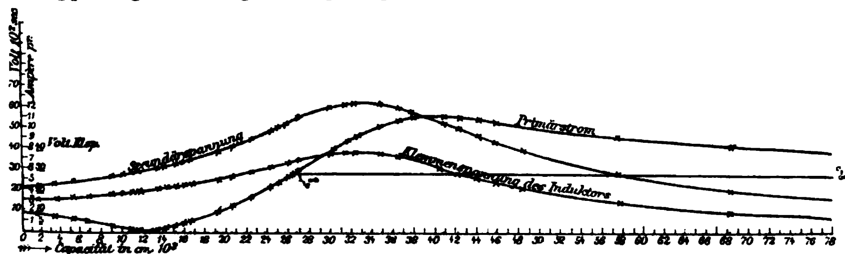
spulen vorgeschaltet, im anderen Falle Glühlampen. Im ersten Falle ist die Koppelung sehr lose, im zweiten ist sie relativ fest, aber infolge des hohen Primärwiderstandes haben wir in beiden Fällen angenähert denselben Verlauf, und das Maximum liegt sehr nahe der Stelle $T = 2\pi\sqrt{cp_{22}}$, die in den Kurven genau gekennzeichnet ist durch das daselbst stattfindende Minimum des Primärstromes und die Phasenverschiebung von 90° zwischen i_1 und i_2, worauf ich später noch zu-

rückkomme. In Kurve B liegt das Maximum der Sekundärspannung sogar näher bei $T = 2\pi\sqrt{cp_{22}}$ als bei Kurve A, die Rückwirkung war also in diesem Falle bei Vorschaltung von Widerstand geringer als bei der losen, durch Drosselspulen erreichten Koppelung in A.



Zentrale. Glühlampe vorgeschaltet. ca. 140 Ohm. $k^2 = 0{,}7$.
Fig. 6. (Kurve B.)

Macht man die Koppelung stärker durch Verringerung der primären Selbstinduktion, oder wurde Widerstand abgeschaltet, so wurden die Kurven weniger steil und das Maximum wanderte gleichzeitig nach Stellen höherer Kapazität. Dies geht deutlich hervor aus einer Betrachtung der Kurven A bis E. Kurve C (Fig. 7) wurde erhalten bei fester Koppelung und möglichst geringem Primärwiderstande. Hier liegt das



Zentrale transf. auf 21 Volt. Induktor direkt angeschlossen. $k^2 = 0{,}7$.
Fig. 7. (Kurve C.)

Maximum der Sekundärspannung etwa bei 23000 cm, während es in *A* bei 12700 cm lag. In Kurve *D* (Fig. 8) wird nun zum Vergleiche die Sekundärspannung von *A* und *C* mit annähernd gleicher Höhe im

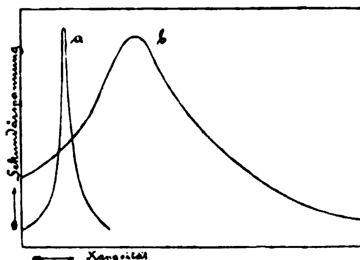
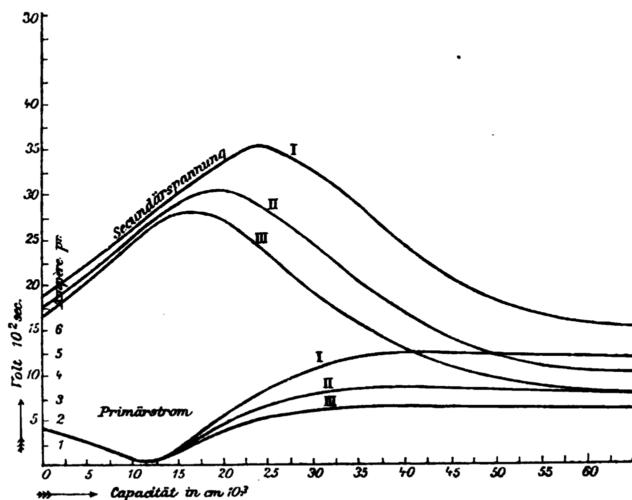


Fig. 8. (Kurve *D*.)

Resonanzpunkte aufgetragen, *a* entspricht *A*, *b* der Kurve *C*. Die Kurve *a* ist bedeutend spitzer als *b*, also die Resonanz im ersteren Falle viel schärfer. Die Kurven auf Blatt *E* (Fig. 9) stellen nun den Einfluß des Primärwiderstandes dar. Sie sind erhalten, indem bei gleichbleibender fester Koppelung ($k^2 = \frac{p_{12}^2}{p_{11} p_{22}} =$ konst) allmählich Widerstand eingeschaltet und jedesmal die Kurve aufgenommen wurde. Mit zunehmendem Widerstande rückte das Maximum immer weiter nach links.



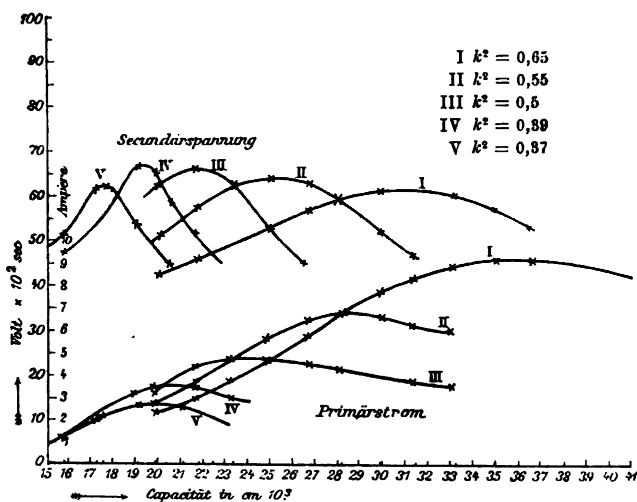
Zentrale transf. auf 21 Volt. $w_2 = 6000$. $w_1 = 2, 4, 6$ Ohm.
I II III

Fig. 9. (Kurve *E*.)

In Übereinstimmung mit der Theorie ergaben also die Kurven A bis E: Je fester die Koppelung und je größer die Rückwirkung wird, desto flacher wird die Resonanz und desto weiter liegt die Stelle des Maximums der Sekundärspannung nach der Seite höherer Kapazität. Ist kein Primärwiderstand vorhanden, so gibt es eine bestimmte Grenzlage bei $T = 2\pi\sqrt{cp_{22}(1-k^2)}$.

Die günstigste Koppelung.

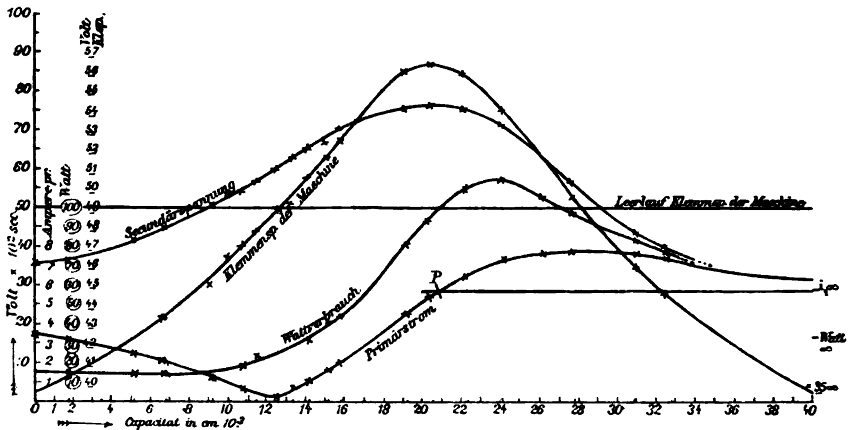
Auch die von der Theorie verlangte günstigste Koppelung konnte experimentell bestätigt werden, wenn auch direkt mit der Theorie vergleichbare Zahlenwerte nicht gefunden wurden. Ein Variieren der Koppelung allein ist wegen des Eisenkernes im Induktor nicht angängig. Wollte man die Koppelung z. B. durch Herausziehen des Eisenkernes ändern, so würde dadurch gleichzeitig die Selbstinduktion des Sekundärkreises verändert. Die Versuche mußten also so angestellt werden, daß die Koppelung durch Einschieben eines Eisendrahtbündels in eine dem Induktor vorgeschaltete gerade Drosselspule variiert wurde, wobei aber gleichzeitig die primäre Selbstinduktion geändert wurde. Es war nun interessant, ob sich auch unter diesen Umständen ein Optimum der Wirkung herausstellen würde. Daß dies tatsächlich der Fall war, zeigt Kurvenblatt F (Fig. 10). Die Sekundärspannung hat dort in Kurve IV deutlich einen höchsten Wert bei einer Koppelung $k^2 = 0{,}39$.



Zentrale transformiert auf 21 Volt.
Fig. 10. (Kurve F.)

Der Primärstrom.

Für den Verlauf des Primärstromes war nach der Theorie zu erwarten, daß derselbe ganz nahe bei $T = 2\pi\sqrt{cp_{22}}$ ein Minimum hat und dann bei $T = 2\pi\sqrt{cp_{22}(1-k^2)}$ sein Maximum zugleich mit dem Sekundärstrome erreichen würde. Weiter konnte angenommen werden, daß bei loser Koppelung die relative Änderung des Stromes eine sehr geringe sein würde. Über den Einfluß des Primärwiderstandes läßt sich von vornherein infolge der Kompliziertheit der Gleichungen nichts aussagen. Die Experimente ergaben nun das Folgende: Bei loser Koppelung ist zwar die relative Änderung im Verlaufe des Primärstromes eine sehr geringe, aber ausgesprochen vorhanden. In Kurve *A.* ist das Minimum und Maximum deutlich ausgesprochen. In Kurve *B* ist das Minimum vorhanden, aber das Maximum, das zudem weit nach rechts liegt ($k^2 = 0{,}7$), beinahe verschwunden. Wird die Rückwirkung stärker gemacht, so treten auch die Änderungen des Stromes viel mehr hervor. An der Stelle des Minimums wird der Strom viel mehr abgedrosselt und die Amplitude an der Stelle des Maximums wird höher. (Vergl. die Kurven *A*, *C* und *G* [Fig. 5, 7, 11].)



Dynamo direkt auf den Induktor. $w_2 = 6000$, $w_1 = 3$ Ohm. $k^2 = 0{,}55$
Fig. 11. (Kurve *G*.)

War für die Stelle des Maximums der Sekundärspannung ein Lockern der Koppelung und Vorschalten von Widerstand gleichbedeutend, so blieb dies beim Primärstrom nicht der Fall. Die Stelle des Maximums des Primärstromes erwies sich als praktisch unabhängig vom

Primärwiderstande und wurde nur verändert durch verschiedene Werte von k^2. Es geht dies z. B. aus den Kurven E[1]) hervor. Dort blieb bei verschiedenem Primärwiderstand die Stelle des Maximums immer dieselbe, während das Maximum der Sekundärspannung verschob. Hieraus ergibt sich nun, daß aus dem Maximum der Sekundärspannung ein Rückschluß auf k^2 nicht erlaubt ist, während dies beim Primärstrom wohl der Fall ist.

Auch in der Kurve C, bei welcher der Primärwiderstand sehr klein ist, fallen die Maxima von i_1 und V nicht annähernd zusammen. Es kann dies Verhalten zwar noch auf die Wirkung des zwar sehr kleinen, aber immerhin noch vorhandenen Primärwiderstandes gesetzt werden. Nahe liegt aber auch, als Erklärung die Hysteresis des Eisenkernes anzuführen, die dann hierbei einfach wirkt, wie eine Vergrößerung des Primärwiderstandes. Im allgemeinen machte sich aber ein störender Einfluß des Eisens bei den Untersuchungen nicht geltend, wenn auch kleine Änderungen der Permeabilität nachzuweisen waren.

Der Wattverbrauch.

Gleichzeitig mit den Kurven des Stromes wurden auch die Kurven des Wattverbrauches aufgenommen. Das Wattmeter war so geschaltet, daß die in den Drosselspulen resp. den Widerständen verbrauchte Energie mitgemessen wurde.

Die aufgenommenen Kurven ergaben folgendes: Befand sich kein Widerstand im Primärkreis, so zeigte die Wattkurve kein ausgesprochenes Minimum, wohl aber ein Maximum, das zwischen dem der Sekundärspannung und dem des Primärstromes lag. (Vgl. K. A.)

Befand sich Widerstand im Kreise, so wurde zunächst das Maximum flacher, aber dafür trat dann das Minimum stärker hervor. Bei hohem Primärwiderstand verlor sich das Maximum ganz. Das Minimum der Wattaufnahme fiel dann mit dem Minimum des Primärstromes und dem Maximum der Sekundärspannung zusammen. (Vgl. K. B.)

Wurde das Wattmeter so geschaltet, daß als Spannung die Klemmenspannung des Induktors abgenommen wurde, also der Wattverbrauch im Induktor gemessen, so ergab sich ein mit der Sekundärspannung konformer Verlauf.

---

1) Dieselbe ist stark verkleinert von einer sehr genau aufgenommenen Kurve.

Die Klemmenspannung des Induktors.

Auch der Verlauf der Klemmenspannung des Induktors wurde gleichzeitig neben den anderen Kurven aufgenommen. Es ergab sich hierbei: Die Klemmenspannung des Induktors verhält sich genau wie die Sekundärspannung; sie erreicht mit dieser an derselben Stelle ihr Maximum. (Vergl. die Kurven A, B und C.)

Die Klemmenspannung kann bei festerer Koppelung bedeutend höhere Werte erreichen, als die eigentliche elektromotorische Kraft. So betrug einmal, als die Resonanzstelle noch nicht erreicht war, bei einer Koppelung $k^2 = 0{,}3$, die Klemmenspannung der Maschine 110 Volt und die Klemmenspannung des Induktors über 150 Volt.

Interessant war auch die Änderung der Klemmenspannung der Maschine, wenn der Induktor direkt ohne Vorschaltung von Drosselspulen usw. angeschlossen wurde. Die Maschine wurde auf 49 Volt erregt und dann der Induktor angeschlossen, nun fiel oder stieg je nach der Kapazitätsbelastung des Induktors die Klemmenspannung in der in Kurve G wiedergegebenen Weise. An den Stellen

$$T = 2\pi\sqrt{cp_{22}} \quad \text{und} \quad T = 2\pi\sqrt{cp_{22}(1-k^2)}$$

trat keine Änderung der Klemmenspannung ein, worauf ich bei Besprechung der Phasenverhältnisse zurückkommen werde. Die Klemmenspannung stieg am höchsten, wenn Resonanz stattfand. Beim Einschalten von Resonanzinduktoren ist also immerhin einige Vorsicht geboten, wegen der auch im Primärkreise möglichen Strom- und Spannungserhöhungen.

Die Phasenverhältnisse.

A. Im Primärkreise. Wie die Theorie ergibt, soll die Phasenverschiebung zwischen i_1 und E als Funktion der Kapazität und Periodenzahl zuerst nacheilen, dann voreilen und zuletzt wieder nacheilen, wenn z. B. die Kapazität von Null allmählich vergrößert wird. Annähernd bei $T = 2\pi\sqrt{cp_{22}}$ und bei $T = 2\pi\sqrt{cp_{22}(1-k^2)}$ soll die Phase gleich Null, d. h. der Primärstrom ein reiner Wattstrom sein. Benischke und Breitfeld haben nun nachgewiesen, daß genau genommen das Maximum und Minimum von i_1 nicht mit der Phasenverschiebung zusammenfällt, jedoch sind diese Unterschiede so klein, daß sie praktisch nicht in Frage kommen. Es läßt sich dies z. B. aus Kurvenblatt G beurteilen. Dort fallen die Stellen, an denen sich die Klemmenspannung der Maschine beim Einschalten nicht ändert, genau mit dem Minimum und Maximum des Primärstromes zusammen. Ferner ergaben die experimentellen Untersuchungen dieser Phasenverhältnisse

mit der Braunschen Röhre dasselbe Resultat. Wohl aber zeigte sich, daß das Maximum im Sekundärkreise und die Phasenverschiebung Null nicht zusammenfielen, sondern daß bei loser Koppelung gerade Maximum und größte Voreilung zusammenfielen, was sich durch den Einfluß des Primärwiderstandes resp. der Hysteresis erklärt.

B. Die Phasenverschiebung zwischen i_1 und i_2. Von Interesse ist nun auch die Phasenverschiebung zwischen Primär- und Sekundärstrom. Die Theorie ergab für dieselbe (ohne Vernachlässigung)

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{w_2}{\nu p_{22} - \frac{1}{\nu c}}$$

Wie man sieht, wird $\delta = 90^0$ für $\nu p_{22} = \frac{1}{\nu c}$, das heißt, wenn bei gegebener Frequenz sich im Sekundärkreise Kapazität und Selbstinduktion aufheben. Wie schon oben erwähnt, fällt nun experimentell damit gleichzeitig das Minimum des Primärkreises und bei extrem loser Koppelung auch die Resonanzstelle zusammen. Von der Koppelung selbst und von Änderungen im Primärkreise ist diese Phasenverschiebung vollkommen unabhängig. Von Einfluß sind nur die Konstanten des Sekundärkreises und die Tourenzahl der Maschine (ν) Wie die Versuche ergaben, war ein störender Einfluß des Eisens auf die Phase nicht vorhanden, dürfte sich aber bei starker Beanspruchung doch geltend machen. Die Phasendifferenz erhielt sich bei gleicher Kapazität beinahe ganz genau, wenn durch Ab- oder Zuschalten von Selbstinduktion die Koppelung geändert oder Widerstand vorgeschaltet wurde. Vollständig genau erhielt sie sich, wenn eine Primärspule ohne Eisen benutzt wurde. Änderte man dabei durch Herausziehen der Primärspule die Koppelung, so blieb die Phasenverschiebung vollständig konstant. Zur Erläuterung mögen die beiden photographischen Auf-



Fig. 12.



Fig. 13.

nahmen Fig. 12 und 13 dienen. Erhalten wurden dieselben mit der Braunschen Röhre, indem der Primärstrom durch die vertikalen (a) (Fig. 14), der Sekundärstrom durch die horizontalen Spulen (b) der Braunschen Röhre geführt wurde.

Die Spulen a bilden dann bei dieser Anordnung einen Teil des Primärkreises, die Spulen b des Sekundärkreises.

Fig. 12 ist erhalten bei einer Koppelung $k^2 = 0{,}2$

Fig. 13 bei fester Koppelung $k^2 = 0{,}7$, aber Vorschaltung von hohem Primärwiderstand.

Der Primärstrom lenkte horizontal, der Sekundärstrom vertikal ab. Die Phasenverschiebung von 90^0 wurde in beiden Fällen erhalten

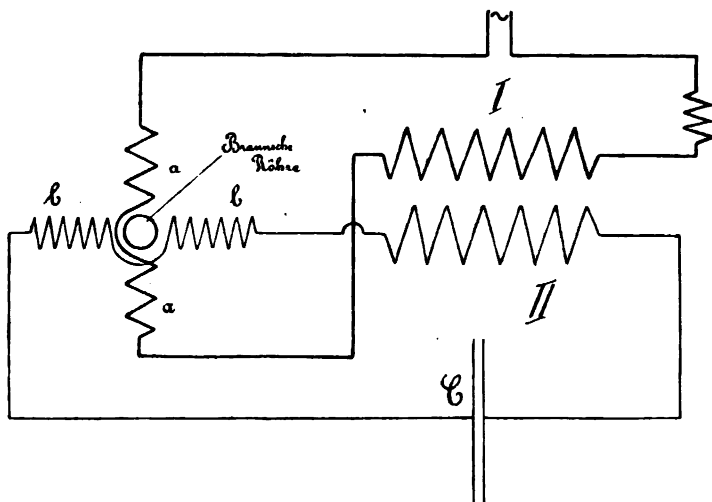


Fig. 14.

bei einer Kapazität von 12400 cm. Die nach links geneigten Ellipsen bei Verminderung der Kapazität um 1500 cm, die beiden nach rechts geneigten bei Vermehrung um 1700 cm.

Aus beiden Bildern ergibt sich auch, daß bei 90^0 Phasenverschiebung der Primärstrom ein Minimum ist. In Fig. 12 sieht man, daß wegen der Rückwirkung das Maximum von i_2 nicht bei $\nu p_{22} = \frac{1}{\nu c}$ liegt, sondern nach der Seite höherer Kapazität. In Fig. 13 liegt das Maximum von i_2 viel näher bei der Phasenverschiebung von 90^0, fällt aber auch hier noch nicht ganz damit zusammen. Die Zunahme des Primärstromes zu beiden Seiten der Phasenverschiebung von 90^0 ent-

spricht im übrigen vollkommen den zugehörigen Kurven von i_1. (Vgl. Blatt A und B, Seiten 198/199 ff.)

Das Verhalten des Induktoriums beim Entladen der Kondensatoren.

Im bisherigen wurde nur der stationäre Zustand behandelt, wie er nach einer gewissen Zeit im Induktorium herrscht. Wir wollen nun auch die Vorgänge betrachten, welche in der Zeit zwischen dem Überschlagen der Funken in dem Induktorium sich abspielen.

Wie wir auf Seite 194 gesehen haben, kann man den Resonanzinduktor als ein resonierendes System auffassen, auf das eine periodische Kraft wirkt.

Als vollständiges Integral unserer obigen Differentialgleichung erhalten wir dann einen Ausdruck der Form

$$A \sin \nu t + B e^{\lambda t} \cos \mu t.$$

Die erzwungenen Schwingungen interferieren nach bekannten Gesetzen mit den Eigenschwingungen. λ bedeutet den Dämpfungsfaktor. Im Falle der Resonanz wird $A = B$ und $\nu = \mu$.

Betrachten wir zunächst die Sekundärspannung des Induktors. Hat die Spannung an den Kapazitäten das notwendige Potential erreicht, so wird an der Funkenstrecke ein Funke übergehen und die Kapazität wird entladen. Nun tritt nach der obigen Formel durch Interferenz der erzwungenen und der Eigenschwingung ein allmähliches Ansteigen der Spannung ein, und der Vorgang wiederholt sich. Der Sekundärstrom ist mit der Spannung durch die Bedingung $\mathrm{v} = \frac{i_2}{\nu c}$ verknüpft und wird daher dasselbe Anwachsen zeigen.

Zur Veranschaulichung mögen die Photographien 15, 16 und 19 bis 21 dienen, die das Ansteigen des Sekundärstromes darstellen. Dieselben sind mit der Braunschen Röhre unter Benutzung eines von Zenneck[1]) angegebenen Apparates aufgenommen, der es ermöglicht, die Kurve direkt auf dem Schirm der Braunschen Röhre zu erhalten. Das Nähere muß ich hier natürlich übergehen.

Zum Verständnis der Bilder ist folgendes zu bemerken:

Die Zeitachse geht von links nach rechts. Die sechste Periode, welche eigentlich von A (Fig. 15) weiter nach rechts gehen sollte, erscheint in B. Der Funke setzt nicht im Anfange links ein, sondern

1) Zenneck, Wied. Ann. **69**. 838, 1899.





Fig. 15. (Drosselsp.) Sekundärstrom. Fig. 16. (Glühl.)

bei *F*. Es liegt dies daran, daß eine genaue Einstellung, so daß *F* gerade an den Anfang links gekommen wäre, zu viel Zeit geraubt hätte.

Fig. 15 ist erhalten unter Vorschalten von Drosselspulen. (Vgl. Resonanzkurve *A*.)

Fig. 16 bei Vorschaltung von Glühlampen. (Resonanzkurve *B*.)



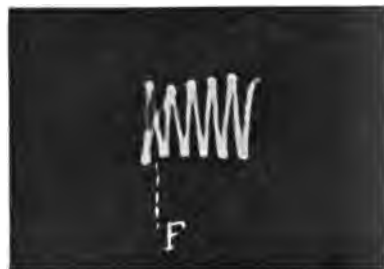


Fig. 17. (Drosselsp.) Primärstrom. Fig. 18. (Glühl.)





Fig. 19. Fig. 20.
Sekundärstrom (Schwebungen).



Fig. 21.
Sekundärstrom (Schwebungen).

Wie zu erwarten, ist ein wesentlicher Unterschied zwischen beiden nicht vorhanden. Es lassen sich also auch hier die Erscheinungen bei hohem Primärwiderstand als vollkommene Resonanzvorgänge auffassen.

Nur wenn die Resonanz vollkommen ist, erhält man ein reines Ansteigen. Bei unvollkommener Abstimmung erhält man Schwebungen. Dies zeigen die Fig. 19 bis 21.

Fig. 19 gibt wie 15 das Ansteigen bei Resonanz.

Fig. 20 bei ein wenig verringerter Kapazität.

Fig. 21 bei noch größerer Verstimmung.

Der Primärstrom.

Als allgemeines Ergebnis über das Verhalten des Primärstromes läßt sich folgendes aufstellen: Der Primärstrom strebt beim Funkeneinsetzen dem Werte zu, den er bei kurz geschlossener Sekundärspule annehmen würde. Da nun die Kurve des Primärstromes teils unter, teils über diesem Werte liegt (vergl. Blatt C und G) und bei gegebenem k^2 durch die Wahl des Primärwiderstandes der Resonanzpunkt im Sekundärkreise von der Stelle

$$T = 2\pi\sqrt{cp_{22}(1-k^2)} \text{ bis } T = 2\pi\sqrt{cp_{22}}$$

verschoben werden kann, so wird je nach Lage des Resonanzpunktes ein Steigen oder Fallen des Primärstromes eintreten, wenn man Funken überschlagen läßt. Befindet sich der Resonanzpunkt gerade über der Stelle der Primärstromkurve zwischen Maximum und Minimum, wo i_1 denselben Wert hat wie für $c = \infty$, so tritt beim Funkeneinsetzen eine Änderung des Primärstromes überhaupt nicht ein. (Vergl. Resonanzkurve Blatt G, [Fig. 11] Punkt P.)

Die Photographien 18 und 19 erläutern nun den Verlauf des Primärstromes. Es gehört 18 zu 16, 19 zu 17.

Wenn Drosselspulen vorgeschaltet sind, und der Primärwiderstand klein ist, fällt der Strom beim Einsetzen des Funkens und steigt nachher wieder an; im Falle hohen Primärwiderstands findet das Umgekehrte statt.

Im ersteren Falle ist der Mittelwert des Stromes kleiner als vor dem Einsetzen der Funken, im letzteren größer. Genau so verhält sich auch der Wattverbrauch des Induktors beim Überschlagen von Funken.

Eine andere sehr übersichtliche experimentelle Darstellung der Vorgänge beim Funkenüberschlagen gab die schon zur Untersuchung der Phasenverhältnisse von i_1 und i_2 benutzte Anordnung. (S. Fig. 14 Seite 206.) Schlägt ein Funke über, so enthält das Bild auf dem Schirm der Röhre sowohl das Ansteigen des Sekundärstromes wie auch das Verhalten des Primärstromes und der Phase. Da wir beim Anwachsen keine reinen Sinusschwingungen haben, so können wir von einer Phasenkonstante nicht sprechen. Wir können aber unsere Lösung für i_2 auf die Form bringen $A \sin(\nu t + \varphi)$, wo A wie φ von t abhängig sind. Dasselbe gilt für den primären Strom mit anderen Werten von A und φ. Wenn wir jetzt $\varphi_1 - \varphi$ als Phasendifferenz deuten, ergibt sich, daß diese Differenz allmählich dem Werte des stationären Zustandes zustrebt. Bei kleiner Dämpfung sind also fast geschlossene Ellipsen zu erwarten, welche immer größer werden und sich allmählich aufrichten.

Fig. 22 zeigt nun das Verhalten bei loser Koppelung ($k^2 = 0{,}3$) und kleinem Primärwiderstand. Man bemerkt die relativ große Änderung des Primärstromes.

Das Ansteigen geschieht in etwa 8 Perioden.



Fig. 22.



Fig. 23.



Zu Fig. 22—27.

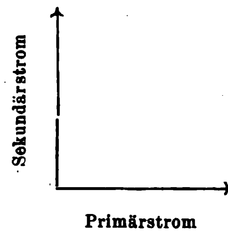


Fig. 24.

Die Fig. 23 und 24 sind erhalten bei ungefähr derselben Koppelung, aber höherem Primärwiderstand. Da sich das Maximum der Sekundärspannung hier nahezu an der Stelle der i_1-Kurve befand, die dem für $c = \infty$ vorhandenen Werte von i_1 entspricht, ist die Änderung des Primärstromes minimal. Bei Fig. 24 ist die Funkenstrecke kürzer gestellt als bei 23 und ist hier das Aufrichten der Ellipsen sehr schön zu sehen.

Die Fig. 25 bis 27 sind erhalten bei Vorschaltung von hohem Primärwiderstand. Hier tritt deutlich das Verhalten des Primärstromes in diesem Falle hervor. Bei Fig. 25 war die Funkenstrecke so klein eingestellt, daß jedesmal nach zwei Perioden ein Funke überging. Nach dessen Einsetzen ändert sich der Wert des Primärstromes so schnell (A bis B), daß er auf dem Schirm der Röhre fast keine Spur zurückläßt. Nun beginnt bei B das Ansteigen des Sekundärstromes und gleichzeitig das Fallen des Primärstromes entsprechend Fig. 18. Die Sekundärspannung ist nun immer im Minimum, wenn der Strom im Maximum ist. Das Einsetzen des Funkens wird daher nicht im Punkte D erfolgen, sondern erst nachdem der Sekundärstrom wieder



Fig. 25.



Fig. 26.

nahezu bis Null gesunken ist, also bei *A*. Fig. 26 zeigt dasselbe, nur ist hier die Funkenstrecke größer, also mehr Anstiege vorhanden. Fig. 27 endlich wurde erhalten bei sehr geringer Primärspannung und



Fig. 27.

einem Primärwiderstand von 280 Ohm. Hier ist die Phasenverschiebung bei Resonanz infolge der geringen Rückwirkung beinahe genau 90°. Indessen ist immer noch die wenn auch sehr minimale Änderung des Primärstromes zu sehen.

Als Resultate der theoretischen und experimentellen Untersuchungen über den Resonanzinduktor können wir also zusammenfassen:

Der Resonanzinduktor läßt sich mit genügender Genauigkeit als ein resonierendes System auffassen, auf das eine periodische Kraft wirkt.

Verkleinerung der Koppelung und Vorschalten von Widerstand haben für den sekundären Effekt dieselbe Wirkung, indem die Resonanz schärfer wird.

Die Stelle des sekundären Maximums liegt nicht bei $2\pi\sqrt{cp_{22}(1-k^2)}$, sondern ist durch die Wirkung des primären Widerstandes resp. der Hysteresis nach links verschoben. Bei sehr geringer Rückwirkung kann sie nahezu die Stelle $2\pi\sqrt{cp_{22}}$ erreichen.

Der Primärstrom ist mit genügender Genauigkeit bei $2\pi\sqrt{cp_{22}}$ im Minimum und bei $2\pi\sqrt{cp_{22}(1-k^2)}$ im Maximum und beide Male ein reiner Wattstrom.

Es existiert eine günstigste Koppelung, deren Bedingung ist

$$k^2 = \frac{p_{11}w_2}{p_{22}w_1 + 2p_{11}w_2}.$$

Der Gleichstromresonanzinduktor.

Wie schon eingangs erwähnt, läßt sich auch beim Gleichstrominduktor Resonanz dadurch erreichen, daß man die Periode des Unterbrechers in Übereinstimmung der Schwingungszahl des Sekundärkreises bringt. Über die hier in Betracht kommenden Vorgänge liegt bisher nur die Veröffentlichung von Seibt vor, experimentelle Untersuchungen aber nicht. Hier mögen daher im Anschluß an das über den Resonanztransformator Gesagte folgende Angaben genügen. Wir haben zu unterscheiden zwischen der Schließung und Öffnung des primären Stromes. Während der Schließung ist die Koppelung insbesondere bei der Verwendung von Akkumulatoren sehr fest, bei der Öffnung, insbesondere wenn kein Kondensator im Primärkreise benutzt wird, ideal lose. Wir haben es also mit einem halb fest, halb lose gekoppelten System zu tun. Während der Schließungszeit sind die Eigenschwingungen entsprechend der Formel $T = 2\pi\sqrt{cp_{22}(1-k^2)}$ schneller als während der Öffnungszeit, wo die Eigenschwingung $T = 2\pi\sqrt{cp_{22}}$ ist. Man wird also praktisch darauf zu sehen haben, die Impulse so zu wählen, daß die Verluste möglichst gering werden, und wird meistens mit Vorschaltwiderstand arbeiten und damit, da ja, wie wir gesehen haben, Widerstand im Primärkreise die Rückwirkung verkleinert, günstigere Wirkung erzielen. Indessen ist doch dem Wechselstromresonanzinduktor unstreitbar der Vorzug zu geben, da hier die Lichtbogenbildung nicht ganz so sicher vermieden zu sein scheint, und auch der Energieverbrauch niemals ein so günstiger sein kann wie bei reinem Wechselstrom. Dennoch dürfte diese Anordnung in Laboratorien, in denen kein Wechselstrom vorhanden, bei der Ladung größerer Kapazitäten sehr zu empfehlen sein. Praktisch lassen sich ja auch die günstigsten Verhältnisse sehr leicht ausprobieren.

Nachdem wir im bisherigen die physikalischen Grundlagen des Resonanzinduktors betrachtet haben, dürften zum Schlusse noch einige mehr praktische, auf die Anwendung bezügliche Erörterungen Platz finden.

Es ist sehr leicht möglich, daß Rückwirkungen aus dem Hochfrequenzkreise durch Lichtbogenbildung eine Zerstörung der Maschinen und Apparate veranlassen. Als Sicherung dagegen benutzt man zweckmäßig zwei hintereinander geschaltete selbstinduktionslose Glühlampen, deren Mitte zur Erde abgeleitet wird, und die man an die Pole der den Strom liefernden Dynamo parallel zum Induktor schaltet. Schnelle Schwingungen können dann nicht in die Maschine gelangen und dort zu Zerstörungen Anlaß geben.

Auch das Aus- und Einschalten, das bei anderen Anordnungen Schwierigkeiten macht, gestaltet sich beim Resonanzinduktor einfach. Man kann entweder, wenn der Induktor nicht erregt werden soll, den ganzen Strom durch die gewöhnlich der losen Koppelung wegen vorgeschaltete Drosselspule senden, oder man schaltet durch den Taster noch so viel Selbstinduktion hinzu, daß keine Funken mehr übergehen.

Im Laboratorium ist nun der Resonanzinduktor von außerordentlicher Wichtigkeit und läßt sich fast überall, wo man Kapazitäten zu laden hat, mit Vorteil verwenden, insbesondere auch bei Demonstrationsversuchen, wo es auf große Wirkungen ankommt. Die Funkenfolge läßt sich durch Verstellung der Funkenstrecke in den weitesten Grenzen regulieren, von wenigen Funken pro Sekunde bis zu hohen Entladungszahlen. Im Laboratorium wird man wohl meistens Glühlampen als Vorschaltwiderstand verwenden, weil sich damit die Energie sehr bequem regulieren läßt, was bei Verwendung von Drosselspulen weniger der Fall ist. Als einen weiteren, für das Laboratorium nicht zu unterschätzenden Vorteil will ich noch anführen, daß man mittels des Resonanzinduktors auch beliebig kleinere Kapazitäten laden kann, indem man diese, wie die Figur 28 zeigt, einfach in den Hochfrequenzkreis schaltet.

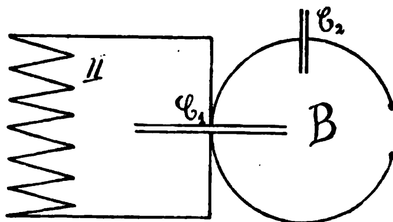


Fig. 28.

Die in dem Hochfrequenzkreise zur Wirkung kommende Kapazität besteht dann aus der hintereinandergeschalteten großen und kleinen Kapazität, und man kann damit jede beliebige Abstufung erreichen, ohne daß die Resonanz des Induktors gestört wird.

Eingesandt 10. Juli 1907.)

II. Die Hochfrequenzladung.

Von **A. Jollos.**

Im Gegensatz zu der gebräuchlichen Ladung der Kapazität eines Schwingungskreises durch die langsamen Oszillationen eines Induktors versteht man unter Hochfrequenzladung eine Ladung durch schnelle Schwingungen, deren Frequenz von der Größenordnung der Wechselzahl praktisch üblicher Kondensatorkreise ist. Das Prinzip der Hochfrequenzladung läßt sich demnach dahin zusammenfassen, daß zunächst eine Hilfskapazität bezw. ein Hilfskondensatorkreis wie üblich vom Induktor aus (der eventuell als Resonanzinduktor fungieren kann) geladen wird: die darauf folgenden Entladungsschwingungen werden dann dazu benutzt, die Energie in den eigentlichen Kondensatorkreis überzuführen, auf dessen Ladung es ankommt, und dessen schließliche Entladung die praktisch zu verwendenden Oszillatoren liefern soll. Der Induktor und die langsame Ladung werden also durch die Einführung der Hochfrequenzladung nicht entbehrlich; die langsame Ladung bildet ein notwendiges Zwischenglied. Trotzdem bietet ein solches offenbar indirektes Verfahren für die Praxis der drahtlosen Telegraphie wie für manche spezielle wissenschaftliche Zwecke gegenüber der direkten Ladung gewisse Vorteile, die zu genaueren Ausarbeitungen Anlaß gegeben haben.

Der wesentlichste jeder Hochfrequenzladung eigentümliche Vorzug ist der, daß die Ansprüche, die an die Isolation der zu ladenden Kapazität gestellt werden müssen, sehr herabgesetzt werden. Kondensatoren mit einer schlecht leitenden Flüssigkeit (z. B. Benzin, Nitrobenzol, sogar Wasser) als Dielektrikum, deren Leitvermögen für die langsamen Ladeschwingungen des Induktors gegenüber der Kondensanz noch erheblich in Betracht kommt, lassen sich durch schnelle Schwingungen leicht und ohne Energieverlust laden. Ebenso ist hierdurch für die drahtlose Telegraphie die Möglichkeit gegeben, bei nassem Wetter bessere Erfolge zu erzielen, wenn die für das langsame Ladeverfahren nicht genügend isolierte feuchte Antenne mit Hochfrequenz geladen wird. Ein zweiter Vorteil schien in dem Umstand begründet, daß man bei Anwendung einer bestimmten gegebenen Energie in einem mit Hochfrequenz geladenen Kondensatorkreise mit kleineren Funken arbeiten kann als in einem langsam geladenen Kreise. Während nämlich in letzterem, wie bekannt, die Länge des Entladungsfunkens und die Ladung der Kapazität gegenseitig bedingt sind und die Funken-

länge direkt ein Maß der Anfangsspannung zwischen den Kondensatorbelegungen abgibt, ist dies, wie des näheren gezeigt werden soll, bei Hochfrequenzladung nicht der Fall. Hier ist die Funkenlänge durch die Angabe der eingeladenen Energie (Kondensatorladung zur Anfangszeit) keineswegs eindeutig bestimmt; sie läßt sich in gewissen Grenzen verkleinern, ohne daß man die Kondensatorladung verkleinert. Nun ist in den gebräuchlichen Kondensatorkreisen, bei Verwendung dicker und kurzer Verbindungsdrähte und wenig absorbierender Dielektrika in den Kondensatoren, die Größe der Dämpfung wesentlich bestimmt durch den Energieverbrauch im Funken oder den sogenannten Funkenwiderstand. Wäre dieser nun etwa wie ein metallischer Widerstand der Länge proportional oder doch in demselben Sinne stark von ihr abhängig, so wäre eine Verkürzung des Funkens (bei gleichbleibender Energie), wie sie durch die Hochfrequenzladung ermöglicht wird, gleichbedeutend mit einer erheblichen Herabsetzung der Dämpfung. Wie sich gezeigt hat, ist die Abnahme des Funkenwiderstandes zwar nachweisbar, aber quantitativ nicht bedeutend.

Andere Vorzüge, die den einzelnen ausgearbeiteten Anordnungen für Hochfrequenzladung nebenbei zukommen und ihnen spezielle Anwendungsmöglichkeiten eröffnen, sollen im folgenden noch angeführt werden.

Nach dem eingangs gegebenen Begriff liegt Hochfrequenzladung schon in all den Fällen vor, in denen ein Kondensatorkreis oder ein offenes System durch die Entladung eines andern Kreises induktiv zum Mitschwingen erregt wird. So kann der Teslatransformator, Anordnungen wie die von Nernst zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten schlecht leitender Flüssigkeiten[1]), schließlich die Anordnung im Braunschen Sender u. a. als hierhergehörig aufgefaßt werden. Diese Art der Ladung durch einfache induktive Koppelung des zu ladenden Kreises mit einem andern langsam geladenen hat jedoch namentlich den Übelstand, daß bekanntlich in gekoppelten Systemen auch im Resonanzfalle nicht eine, sondern zwei Schwingungen entstehen. Es lag also das Problem vor, eine Anordnung für Hochfrequenzladung zu konstruieren, die in dem zu ladenden Kreise denselben einfachen Schwingungsvorgang ergibt, der mit der üblichen langsamen Ladung erzielt wird. Mathematisch formuliert: es muß nach erfolgter Ladung für die Oszillationen des durch Hochfrequenz

1) Nernst, Wied. Ann. **60**, 600, 1897; Kohlrausch, Lehrbuch, 10. Auflage, S. 576.

geladenen Kreises die Thomsonsche Gleichung gelten (mit derselben Annäherung, mit der sie sonst für den Kondensatorkreis gilt).

Faßt man den Begriff Hochfrequenzladung in diesem engeren Sinne, so wird man von der einfachen induktiven Koppelung zu jener Modifikation derselben geführt, die von Fleming in einer Reihe von Patentschriften[1]) angegeben und von der Marconi-Gesellschaft verwendet wurde. Der ausgesprochene Zweck dieser Patente war freilich nicht eigentlich die Hochfrequenzladung, sondern eine der Anwendung des Teslatransformators entsprechende Umsetzung zwecks Erzielung hoher Spannungen. Am zweckmäßigsten erscheint unter den genannten Anordnungen diejenige, die auch gleichzeitig zum ersten Male den Resonanzinduktor verwendet. Zur Erläuterung diene Figur 1.[2]) Der Primärkreis I eines Induktors ist an den Wechselstrom einer Zentrale angeschlossen. Die Sekundärspule S_1 bildet mit der Kapazität C_1 und der Selbstinduktion L_1 zusammen den Kreis II, der auf den Wechsel-

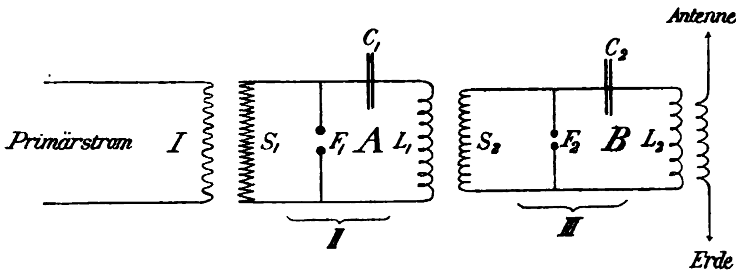


Fig. 1.

strom der Zentrale abgestimmt ist. Ist C_1 durch diese langsamen Schwingungen auf die gewünschte Spannung geladen, so schlägt die Funkenstrecke F_1 durch und es erfolgen Schwingungen in dem aus C_1 und L_1 gebildeten Kondensatorkreise A. Diese erregen den auf den Kreis A abgestimmten und mit ihm vermittels S_2 induktiv gekoppelten Kreis III zum Mitschwingen. Hierdurch wird die Kapazität C_2 durch Hochfrequenz geladen, und man kann es nun so einrichten, daß die Funkenstrecke F_2 durchschlägt, wenn C_2 gerade seine maximale Ladung erhalten hat. Das Ergebnis sind Schwingungen des Kondensatorkreises B, der aus C_2 und der Selbstinduktion L_2 besteht, und mit dem endlich die Antenne gekoppelt ist. Es läßt sich

1) Zusammengestellt im Electrician **50**, 140, 1902.

2) Electrician, a. a. O.

nachweisen, daß die Spannung an F_2 für den Moment maximaler Ladung von C_2 im allgemeinen kleiner ist als die Spannung an C_2 selbst, daß also die Funkenstrecke kleiner ist als bei gleicher eingeladener Energie in einem langsam geladenen Kondensatorkreis.

Wie erwähnt, war der eigentliche Zweck dieser Anordnung nicht die Hochfrequenzladung als solche, sondern eine günstige Transformierung. Daher enthält Kreis A große Kapazität und kleine Selbstinduktion, der auf A abgestimmte Kreis III dagegen große Selbstinduktion, namentlich in der Transformatorspule S_2, und kleine Kapazität. Dementsprechend wird auf C_2 eine hohe Spannung erzielt.

Betrachtet man aber die Flemingsche Anordnung als Anordnung für Hochfrequenzladung, und faßt man den Ladevorgang näher ins Auge, so findet man folgendes: Kreis A hat das Maximum an Energie in dem Moment des Durchschlagens von F_1, also des Einsetzens seiner Entladungsschwingungen. Von diesem Moment an geht die Energie von A durch Induktion in den auf A abgestimmten Kreis III über. Nach einer gewissen Zeit erreicht die Spannungsamplitude in III an C_2 ihr Maximum. Dann würde sich der Vorgang umkehren, Kreis III würde die eben erhaltene Energie wieder induktiv an A abgeben usw., es würde also jene bekannte Schwingungsform induktiv gekoppelter Kreise vorliegen, die sich durch die Übereinanderlagerung zweier Sinusschwingungen darstellen läßt. Dieser Verlauf wird aber dadurch abgerissen, daß, im Moment des Eintretens des ersten Spannungsmaximums an C_2, die Funkenstrecke F_2 durchschlägt und so ein Zurückströmen der Energie verhindert. Von diesem Augenblicke des Durchschlagens von F_2 an ist im Kreise B der gewöhnliche Schwingungsvorgang langsam geladener Kondensatorkreise tatsächlich realisiert. Weniger befriedigend dagegen ist die Flemingsche Anordnung, als Methode für Hochfrequenzladung aufgefaßt, hinsichtlich ihrer Ökonomie. In der Tat nimmt der Ladevorgang, bis zu dem Moment, in dem C_2 seine maximale Ladung erhalten hat und die praktisch zu verwendenden Oszillationen beginnen, die Zeit einer ganzen Schwebung der beiden in Kreis III durch Induktion entstehenden Sinusschwingungen in Anspruch. Während dieser Zeit müssen durch Dämpfung bedeutende Energieverluste entstehen. Diese lassen sich bei induktiver Koppelung nicht vermeiden.

Ein ausdrücklich für Erzielung von Hochfrequenzladung bestimmtes System mit fester Koppelung hat Czudnochowski[1]) angegeben und

1) B. v. Czudnochowski, Phys. Zeitschr. 7, 183, 1906.

versucht. Schematisch wird sein Verfahren durch Figur 2 dargestellt. Die Kapazität C wird vom Induktor aus geladen, und es gehen bei F_1, F_2 und F Funken über. C_1 ist mit dem Sendedraht verbunden, bei C_2 ist geerdet. Die Kapazitäten C_1 und C_2 werden während des Funkenübergangs durch Hochfrequenz geladen. Benutzt wird aber in diesem Falle nicht die Entladung eines Kondensatorkreises, sondern der Ladevorgang selbst. Derselbe besteht darin, daß C eine durch die Länge der Funkenstrecken bestimmte Ladung vom Induktor aus erhält, die sich beim Durchbrechen der Funkenstrecken oszillatorisch auf die größere, aus C und den parallel zu C, selbst aber hintereinander geschalteten Kapazitäten C_1 und C_2 resultierende Kapazität verteilt. Die Differenz zwischen der in die kleinere Kapazität C eingeladenen Energie und der nach erfolgtem Ausgleich vorhandenen setzt sich in Schwingungen um. Die Verwendung mehrerer Funkenstrecken bedingt eine beträchtliche Dämpfung.

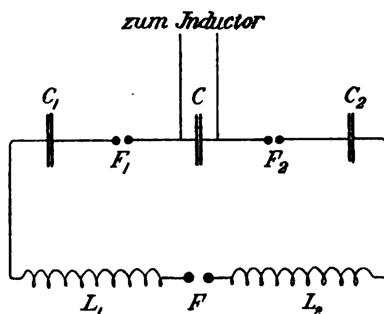


Fig. 2.

Dagegen scheint die von Mandelstam und Papalexi[1]) angegebene Anordnung, die Verfasser auf ihre Wirkungsweise näher untersucht hat, den Anforderungen zu entsprechen, die an ein System für Hochfrequenzladung gestellt werden müssen. Diese Anordnung realisiert einerseits ähnlich wie die Flemingsche den einfachen durch die Thomsonsche Gleichung darstellbaren Schwingungsvorgang eines gewöhnlichen Kondensatorkreises und arbeitet andererseits mit großer Ökonomie. Eine schematische Darstellung gibt Figur 3.

C_1 ist die vom Induktor aus geladene Hilfskapazität, C_2 die durch Hochfrequenz zu ladende Kapazität. Die Ladung vom Induktor aus erfolgt über die große Selbstinduktion (oder den großen Widerstand)

1) L. Mandelstam u. N. Papalexi, Phys. Zeitschr. 7, 303, 1906.

S, da für diese langsamen Oszillationen der Parallelweg über die Kapazität C_2 nicht in Betracht kommt. Es ist auf diese Weise C_2 aus dem langsamen Ladevorgang ausgeschaltet. Hat nun C_1 die durch die Länge der Funkenstrecke F_1 bestimmte Ladung erhalten und schlägt F_1 durch, so erfolgen nunmehr die Entladungsschwingungen in dem aus beiden Kapazitäten C_1 und C_2 und der Selbstinduktion $L_1 + L_2$ bestehenden Kreise, der in der Folge als Gesamtkreis bezeichnet werden möge. Für diese schnellen Oszillationen kommt umgekehrt der Weg über S nicht in Frage, wenn nur die Selbstinduktion (oder der Widerstand) von S genügend groß ist. Durch diese schnellen Oszillationen wird C_2 geladen. Man kann es nun so einrichten (durch

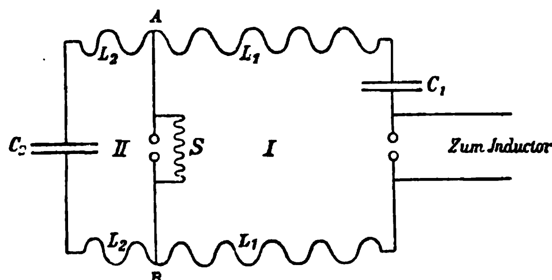


Fig. 3.

passende Wahl der Punkte A und B, zwischen denen man die zweite Funkenstrecke F_2 einschaltet), daß F_2 gerade in dem Moment durchschlägt, in dem C_2 das Maximum der Ladung erhalten hat. Das Durchschlagen von F_2 verhindert dann, ebenso wie in der Flemingschen Anordnung, das Zurückschwingen der Energie, und die weiteren Oszillationen erfolgen in dem Kreise II mit der Kapazität C_2 und der Selbstinduktion L_2. Auf diesen ist ohne weiteres die Thomsonsche Gleichung anwendbar; der Schwingungsvorgang in dem durch Hochfrequenz geladenen Kreise hat die verlangte einfache Form.

Zur genaueren Analyse des so skizzierten Ladevorgangs und zur Feststellung der Bedingungen, unter denen die Anordnung am sparsamsten arbeitet, läßt sich folgende Rechnung durchführen, wobei von der Dämpfung der Schwingungen, also vom Widerstand, zunächst abgesehen werden kann. Man setzt für den zuerst schwingenden Gesamtkreis die Thomsonsche Gleichung an und berechnet aus ihr die Ladungen q_1 und q_2 der Kapazitäten C_1 und C_2 als Funktionen der Zeit. Die hierbei auftretenden Integrationskonstanten ergeben sich

durch Berücksichtigung der Bedingungen, daß zur Anfangszeit, d. h. in dem Moment des Durchschlagens von F_1 und des Einsetzens der Schwingungen, C_1 vom Induktor aus eine bestimmte Ladung Q erhalten hat, C_2 dagegen ungeladen ist, und daß ferner gleichzeitig kein Strom fließt. Aus dem so erhaltenen Ausdruck für q_2 läßt sich dann leicht entnehmen, daß die Ladung von C_2 ein Maximum wird nach einer halben Schwingung des Gesamtkreises. Zu dieser Zeit muß also die Funkenstrecke F_2 durchschlagen, und es fragt sich nun, wie man die Punkte A und B, zwischen denen sie eingeschaltet werden soll, hierfür zweckmäßig wählt. Zur Beantwortung dieser Frage faßt man den Gesamtkreis als konstant und die Punkte A und B als innerhalb desselben verschiebbar, also L_2 (bei konstanter Summe $L_1 + L_2$) als variabel auf. Berechnet man dann die Spannung zwischen A und B, so findet man, wenn man, wie gesagt, die Dämpfung nicht berücksichtigt, daß sich zwei verschiedene Gebiete innerhalb des Gesamtkreises unterscheiden lassen. Je nachdem das Produkt $L_2 C_2$ kleiner oder größer ist als $L_1 C_1$ oder LC (wenn L und C die resultierende Selbstinduktion und Kapazität des Gesamtkreises bedeuten), tritt das zeitliche Maximum der Spannung zwischen A und B nach einer halben Schwingungsdauer des Gesamtkreises ein oder schon zur Anfangszeit. Da das Maximum der Spannung an C_2 selbst nach einer halben Schwingung des Gesamtkreises eintritt, so ist das erste Gebiet und nur dieses für die Hochfrequenzladung brauchbar. Es müssen also die Punkte A und B so gewählt werden, das $L_2 C_2$ kleiner, im Grenzfalle gleich LC ist; das heißt, daß die Schwingungsdauer des durch Hochfrequenz zu ladenden Kreises kleiner oder höchstens gleich ist der Schwingungsdauer des Gesamtkreises (oder des Hilfskreises I). In diesem Falle kann man die Funkenstrecke F_2 so lang machen, daß sie gerade nach einer halben Schwingung des Gesamtkreises durchschlägt. Wählt man dagegen die Punkte A und B in dem zweiten Gebiete, ist also die Schwingungsdauer des Kreises II größer als die des Gesamtkreises, so hat die Spannung zwischen A und B ihr Maximum zur Anfangszeit, F_2 muß schon zur Anfangszeit durchschlagen, die Oszillationen erfolgen in dem in der Figur mit I bezeichneten Kreise, und C_2 wird überhaupt nicht geladen.

Hält man sich nur an die genannte Bedingung, $L_2 C_2 \leq LC$, so variiert die Ladung und Spannung, die man der Kapazität C_2 erteilen kann, nicht, wie man auch die Punkte A und B innerhalb dieses Gebietes wählen mag. Sie ist aber natürlich abhängig von dem Verhältnis der Kapazitäten C_1 und C_2 zueinander. Offenbar arbeitet man am sparsamsten,

wenn man es so einrichtet, daß nach einer Halbschwingung des Gesamtkreises, wenn C_2 geladen ist, auf C_1 gar keine Ladung verbleibt. Denn in diesem Falle ginge eben die ganze ursprünglich vom Induktor aus in C_1 eingeladene Energie durch Hochfrequenz auf den zu ladenden Kreis II über. Andernfalls bleibt ein Teil derselben unausgenützt im Gesamtkreis zurück. Setzt man dementsprechend $q_1 = 0$ nach einer Halbschwingung in den früher für q_1 als Funktion der Zeit erhaltenen Ausdruck ein, so folgt (unter Vernachlässigung der Dämpfung), daß C_1 gleich C_2 sein muß. Die sparsamste Anordnung erhält man somit durch Wahl gleicher Kapazitäten. Diese sei für das Folgende vorausgesetzt.

Während die Ladung von C_2 nicht variiert, wo man auch die Funkenstrecke F_2 innerhalb des Gebietes $L_2 C_2 \leqq LC$, also jetzt $L_2 \leqq {}^1/_2 L$, anbringt, variiert innerhalb dieses Bereiches die maximale Spannung und damit die Funkenlänge in F_2. Legt man F_2 unmittelbar an die Belegungen von C_2, so ist natürlich die Spannung an F_2 gleich der an C_2. Schiebt man aber die Funkenstrecke weiter in den Gesamtkreis hinein, so nimmt die maximale Funkenlänge, auf die man einstellt, damit das Durchschlagen nach einer Halbschwingung des Gesamtkreises erfolgt, ab und erreicht im Grenzfalle $L_2 = {}^1/_2 L$ ein Minimum. Hier, in der Mitte des Gesamtkreises, ist sie gerade halb so groß als die Spannung an C_2. Es läßt sich also in der Tat die Funkenlänge variieren und zwar bis etwa zur Hälfte verkleinern, ohne daß die in den Kondensatorkreis eingeladene Energie geändert wird. Schiebt man F_2 über die Mitte des Gesamtkreises hinaus, so wächst das zeitliche Maximum der Spannung und damit die Funkenlänge wieder an und erreicht an den Belegungen von C_1 wieder denselben Wert wie an C_2, sofern man von Dämpfung absieht. Doch erfolgt hier das Durchschlagen von F_2, wie oben gesagt, zur Anfangszeit, so daß eine Hochfrequenzladung nicht mehr stattfindet. Graphisch dargestellt werden diese Verhältnisse durch Figur 4, in der (unter Annahme gleicher Kapazitäten C_1 und C_2) L_2 als Abszisse in Bruchteilen von L und die maximalen Spannungen für die betreffenden Stellungen der Funkenstrecke F_2 in Bruchteilen der maximalen Spannung an den Kapazitäten als Ordinaten aufgetragen sind. Man erhält so zwei gerade Linien, die sich in dem Punkte $L_2 = {}^1/_2 L$ auf der Abszissenachse schneiden, und gleichzeitig, verlängert, die Spannungsverteilung im Gesamtkreis zur Anfangszeit und nach einer halben Schwingung ergeben.

Auf die genauere Rechnung unter Berücksichtigung der Dämpfung,

die die vorstehend abgeleiteten Resultate nur unwesentlich modifiziert, soll hier nicht näher eingegangen werden.

Bisher wurde angenommen, daß der Gesamtkreis konstant ist, dagegen Kreis II durch Verschieben der Punkte A und B variabel. In der Praxis hat man umgekehrt die Aufgabe zu lösen, einen gegebenen, also konstant zu haltenden Kreis durch Hochfrequenz zu laden. Dies geschieht einfach dadurch, daß man den gegebenen Kreis als Kreis II schaltet und einen passenden Hilfskreis I hinzufügt, der mit ihm zusammen den Gesamtkreis bildet. Die Hilfskapazität C_1 wird dabei zweckmäßig nahe gleich der Kapazität C_2 des gegebenen

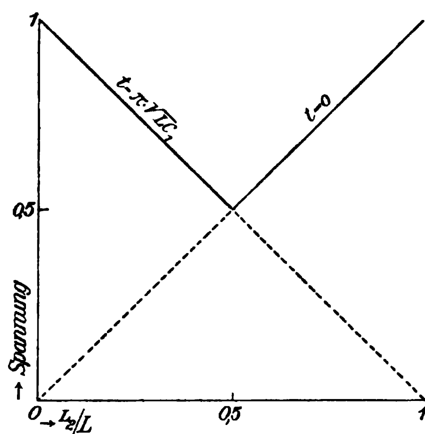


Fig. 4.

Kreises zu wählen sein und dementsprechend die Selbstinduktion L_1 größer oder im Grenzfalle gleich der Selbstinduktion L_2 des gegebenen Kreises. Sind die Selbstinduktionen gleich, so erhält man eine Hochfrequenzladung mit der im Verhältnis zur Ladung kürzesten in dieser Anordnung möglichen Funkenlänge in F_2. Vergrößert man L_1, so wächst der Funke in F_2 und erreicht annähernd die doppelte Länge, wenn L_1 sehr groß wird gegen L_2. Man kann also dieselben Variationen der Funkenlänge bei gleichbleibender Ladung von C_2 erhalten, wie oben, ohne daß an dem gegebenen durch Hochfrequenz zu ladenden Kondensatorkreise irgend etwas geändert wird außer eben der Funkenlänge. Man variiert den Hilfskreis I bezw. den Gesamtkreis, indem man die Selbstinduktion L_1 zwischen den Werten $L_1 = L_2$ und L_1 sehr groß gegen L_2 variiert.

Will man schließlich den Energieverbrauch abschätzen, so ergibt sich, daß als spezieller Ladevorgang für die Hochfrequenzladung nur die erste Halbschwingung des Gesamtkreises in Betracht kommt. Ist die Hilfskapazität C_1 richtig gewählt, so entsteht ein Energieverlust nur durch Dämpfung während dieser Halbschwingung. Nimmt man das logarithmische Dekrement des Gesamtkreises zu 0,10 an, und setzt man voraus, daß der Funkenwiderstand in der ersten Halbschwingung nicht wesentlich verschieden ist von dem mittleren Funkenwiderstand aller Oszillationen, so berechnet sich der Energieverlust während des Ladevorgangs zu 10 Proz. Die experimentelle Prüfung ergibt in der Tat, daß der Funke F_2, auch wenn L_1 sehr groß gemacht wird gegen L_2, stets etwas kleiner ist als der Funke F_1, daß also ein kleiner Teil der Ladung von C_1 verloren geht. Für den Effekt der Oszillationen des durch Hochfrequenz geladenen Kreises aber wird dieser Energieverlust vollständig überdeckt durch die gleichzeitige Verkleinerung der Dämpfung, namentlich dann, wenn man den minimalen Funken in F_2 einstellt, also L_1 gleich L_2 (praktisch: ein wenig größer als L_2) macht. Mit Vorstehendem ist schon das Gebiet experimenteller Untersuchung berührt. Diese hat alle theoretischen Ableitungen durchaus bestätigt.

Zur anschaulichen qualitativen Demonstration kann man sich mit Vorteil der Erscheinung des Sprühens der Kapazitäten bei größeren oszillatorisch auftretenden Spannungen bedienen, einer Erscheinung, die sonst (durch Verteilung der Ladung auf mehrere Kapazitäten) lieber vermieden wird, da sie einen Energieverbrauch bedeutet. Das Sprühen bildet an den Rändern der Belegungen der Leydener Flaschen einen violett leuchtenden Kranz büschelförmiger Entladungen längs der Glasoberfläche, der, bei gleichbleibender Frequenz des Kondensatorkreises, mit zunehmender Spannung (Ladung, Energie) höher reicht und leuchtender wird. Bei den Versuchen des Verfassers waren C_1 und C_2 je eine Leydener Flasche von 1950 cm Kapazität, die Wechselzahl des durch Hochfrequenz zu ladenden Kreises betrug etwa $2 \cdot 10^6$. Die im folgenden beschriebenen Erscheinungen waren schon von einer primären Funkenlänge (in F_1) von 6 mm an zu sehen, sehr schön bei einer Funkenlänge von 10 mm. Variiert wird L_1. Ist L_1 sehr groß gegen L_2, so ist der in F_2 eben übergehende Funke fast gleich dem in F_1, also nahezu 10 mm; ist L_1 nahezu gleich L_2, so ist er wenig größer als 5 mm; für dazwischen liegende Größen von L_1 nimmt auch seine Länge Zwischenwerte an. Immer aber ist das Sprühen der Kapazität C_2 von gleicher Stärke, während die Hilfskapazität C_1, die nur an der ersten Halbschwingung des Gesamtkreises teilnimmt, einen kaum merklichen Lichtschein an

ihren Belegungen aufweist. Lädt man aber denselben Kondensatorkreis II bei demselben etwas über 5 mm langen Funken in F_2, unter Ausschaltung des Hilfskreises, direkt vom Induktor aus, so ist das Sprühen an C_2 ganz klein, wodurch bestätigt wird, daß im Falle der Hochfrequenzladung mit demselben Funken eine größere und zwar bis doppelt so große Spannung an der Kapazität verbunden sein kann als im Falle langsamer Ladung. Hält man einen Wert L_1, der etwas größer ist als L_2, fest und stellt F_2 zunächst so groß, daß dort keine Funken übergehen, so schwingt der Gesamtkreis aus und beide Kapazitäten zeigen ein gleiches, kleines Sprühen. Dreht man nun die Funkenstrecke F_2 mittels Mikrometerschraube langsam kleiner, so werden bei etwas mehr als 5 mm Länge eben Funken übergehen: in diesem Moment leuchtet das Sprühen an C_2 kräftig auf, während es an C_1 erlischt. Gleichzeitig ändert der Funke in F_1 plötzlich sein Aussehen. Durch ihn geht jetzt nur die erste halbe Oszillation, er wird „mager". Dreht man F_2 stetig weiter ein, so schlägt F_2 schon vor Erreichung der maximalen Spannung, d. h. schon früher als nach einer Halbschwingung des Gesamtkreises durch. Infolgedessen erhält C_2 nicht die volle Ladung, C_1 behält eine Restladung; schließlich geht bei weiterem Verkleinern der Funkenstrecke F_2 der Funke schon zur Anfangszeit über. Dementsprechend beobachtet man bei Eindrehen der Funkenstrecke einen Abfall, bis zum Erlöschen, des Sprühens an C_2 und einen gleichzeitigen Anstieg des Sprühens an C_1.

Quantitative Messungen des thermischen Integraleffekts des Stromes im Kreise II bewiesen die sparsame Wirkungsweise der Anordnung und bildeten gleichfalls eine Bestätigung der theoretischen Ableitungen. Durch die Theorie nicht von vornherein bestimmt ist das Verhalten der Dämpfung in dem durch Hochfrequenz geladenen Kreise. Eingangs war erörtert, daß man sich angesichts der Möglichkeit einer Verkleinerung des Funkens auf eine bedeutende Herabsetzung der Dämpfung Hoffnung machte. Das Experiment (Aufnahme von Resonanzkurven) hat diese Hoffnung nicht bestätigt. Eine Verkleinerung der Dämpfung ließ sich zwar feststellen; sie ist auch, wie erwähnt, namentlich bei Anwendung des kürzesten Funkens (L_1 nahezu $= L_2$) imstande, die Herabsetzung des thermischen Integraleffekts, die durch den wenn auch geringen Energieverlust während des Ladevorgangs eintreten müßte, aufzuheben, ja sogar an Stelle jener Herabsetzung eine Steigerung des Integraleffekts zu bewirken. Die numerischen Unterschiede des logarithmischen Dekrements sind aber nicht bedeutend. Um dieser Dämpfungsabnahme willen allein wird man daher in der Praxis kaum

zur Hochfrequenzladung greifen. Vielmehr bleibt ihr Hauptzweck das Laden nicht genügend isolierter Kapazitäten. Über die wissenschaftlichen Folgerungen, die aus dem angegebenen Verhalten der Dämpfung auf den Charakter der Funkenentladung gezogen werden können, soll in anderem Zusammenhange berichtet werden.

Faßt man das Gesagte zusammen, so kommt man zu dem Schluß, daß diese zuletzt besprochene Anordnung überall da mit Vorteil verwendet werden kann, wo die Erzielung der Hochfrequenzladung Hauptabsicht ist. Denn sie realisiert wie die Anordnung von Fleming den einfachen Schwingungsvorgang, ist aber frei von den bedeutenden Energieverlusten, die bei jener Anordnung unvermeidlich sind.

Dieselbe Anordnung läßt sich aber auch noch zur Lösung einer anderen Aufgabe der Praxis anwenden, nämlich zur Herstellung phasenverschobener Schwingungen; ja, sie wurde sogar zuerst zu diesem Zwecke vorgeschlagen.[1]) Mit der Funkenstrecke F_1 wird noch ein gewöhnlicher Kondensatorkreis so verbunden, daß er mit dem bisherigen Gesamtkreis nur diese Funkenstrecke F_1 gemeinsam hat. Seine Schwingungszahl wird gleich der des Kreises II gemacht. In diesem neu hinzugeschalteten Kreise III setzen die Schwingungen beim Durchschlagen von F_1, also zur Anfangszeit, ein, in dem Kreise II dagegen erst nach einer Halbschwingung des Gesamtkreises. Durch Variation von L_1 hat man es in der Hand, die Dauer dieser Halbschwingung und damit die Phasenverschiebung zwischen den Kreisen II und III beliebig zu regulieren.

Wissenschaftlich angewendet wurde die Anordnung zur Untersuchung des zeitlichen Verhaltens der Doppelbrechung schlechtleitender Flüssigkeiten im elektrischen Felde (Kerrsches Phänomen), wobei von derselben Möglichkeit, die Funkenstrecken F_1 und F_2 durch Variation von L_1 zeitlich gegeneinander zu verschieben, Gebrauch gemacht wurde.[2]) In der Funkenstrecke F_1 läßt sich schließlich die erste halbe Oszillation einer Funkenentladung, wie oben gezeigt wurde, losgelöst von den folgenden Oszillationen, beobachten und spektroskopisch untersuchen, was bisher nur mit Hilfe schwierigerer Methoden möglich war.

---

1) L. Mandelstam und N. Papalexi, a. a. O.

2) E. Baetge, Straßburger Dissertation 1907.

Straßburg i/E., Juli 1907.

(Eingesandt 10. Juli 1907.)

Der Funkenwiderstand in Kondensatorkreisen.

Von A. Jollos.

Der theoretischen Behandlung und der Berechnung von Kondensatorkreisen, wie sie zur Erzeugung schneller Schwingungen verwendet werden, wird gewöhnlich die Thomsonsche Gleichung zugrunde gelegt. Diese Gleichung setzt außer einer konstanten Kapazität und Selbstinduktion auch einen konstanten Wert des Widerstandes im Kreise voraus. Es wird also bei ihrer Anwendung der Energieverbrauch in der Funkenstrecke des Kondensatorkreises entweder ganz vernachlässigt — was immer dann angängig ist, wenn man von dem Widerstande überhaupt absehen kann — oder aber es wird dieser Energieverbrauch als von einem konstanten Funkenwiderstand herrührend angesehen, demnach die Funkenstrecke wie eine metallische Leitungsbahn betrachtet. Eine solche Annahme hat nun von vornherein nicht viel Wahrscheinlichkeit; die Stromleitung im Funken könnte man eher mit der in ionisierten Gasen vergleichen, für die bekanntlich das Ohmsche Gesetz nicht gilt. Auch insofern die Leitung durch den während der Entladung an den Elektroden gebildeten Metalldampf übernommen wird, wäre eine Abhängigkeit des Funkenwiderstandes von der Schwingungsdauer und Stromstärke und somit eine Inkonstanz desselben anzunehmen. In der Tat ergibt auch die experimentelle Untersuchung, daß die Funkenstrecke keineswegs einem metallischen Leitungswiderstand analog ist. Nicht nur, daß ihr Energieverbrauch nicht proportional ihrer Länge ist: — man erhält vielfach geringeren Energieverbrauch bei größerer Länge — sondern es hat auch ein und dieselbe Funkenstrecke ganz verschiedenen Widerstand je nach den Dimensionen des Kreises, in den sie eingeschaltet ist. Es läßt sich daher auch erwarten, daß die theoretischen Ableitungen, die sich auf der Thomsonschen Gleichung unter der Annahme eines konstanten Funkenwiderstandes aufbauen, von der Erfahrung überall da abweichen werden, wo der Widerstand des Funkens quantitativ in Betracht kommt.

Für den einfachen Kondensatorkreis zunächst läßt sich die Schwingungszahl aus seinen Dimensionen nach der Thomsonschen Gleichung berechnen, und diese berechnete Größe steht in guter Übereinstimmung mit der experimentell ermittelten. Denn für die Schwingungszahl kommt im allgemeinen der Widerstand lediglich als geringfügige Korrekturgröße in Betracht. Dagegen läßt sich die

Dämpfung oder das logarithmische Dekrement der Schwingungen des üblichen Kondensatorkreises aus der Theorie überhaupt nicht ableiten, sondern lediglich experimentell feststellen. Denn die Dämpfung hängt vom Widerstande des Kreises ab. Und da man sie in praxi möglichst herabzusetzen sucht, also die metallischen Widerstände des Kreises, durch Verwendung möglichst kurzer und dicker Verbindungsdrähte, auf ein Minimum herabdrückt, so kommt sogar meistens der Widerstand des Funkens, der eben von vornherein nicht bestimmbar ist, allein in Frage.

Das gebräuchlichste Verfahren zur experimentellen Bestimmung der Dämpfung ist das von Bjerknes[1]) angegebene. Der Kondensatorkreis, dessen Dämpfung bestimmt werden soll, wirkt in loser Koppelung auf einen zweiten Kreis, der keine Funkenstrecke enthält, und dessen Eigenperiode durch Variation der Selbstinduktion oder der Kapazität geändert werden kann. Die Schwingungen dieses als Resonanzkreis bezeichneten Kreises werden ihrerseits auf einen geschlossenen, ein Thermoelement oder Bolometer enthaltenden Kreis übertragen. Die Thermoströme und somit der Wärmeeffekt der Schwingungen werden mit Hilfe eines Galvanometers gemessen. Wenn man nun die Schwingungszahl des Resonanzkreises (n_2) kontinuierlich variiert, anfangend von tieferen Schwingungen bis zu der Stelle, wo n_2 gleich der Schwingungszahl n_1 des zu untersuchenden Kondensatorkreises ist, und übergehend zu höheren Schwingungen, so erhält man für die zugehörigen Wärmeeffekte eine Kurve, wie sie Fig. 1 zeigt, eine Bjerknessche Resonanzkurve. Aus dieser läßt sich dann nach der von Bjerknes gegebenen Theorie die Dämpfung des Kondensatorkreises berechnen. Es wird hierbei aber vorausgesetzt, daß es eine bestimmte konstante Dämpfung, also einen bestimmten konstanten Funkenwiderstand des Kondensatorkreises gibt. Wäre diese Voraussetzung richtig, so müßte sich aus verschieden gewählten Punkten der Resonanzkurve doch immer dieser eine konstante Wert der Dämpfung ergeben. Die experimentelle Untersuchung von Rempp[2]), dessen Arbeit Fig. 1 entnommen ist, hat gezeigt, daß dies nicht der Fall ist: aus verschiedenen Punkten der Kurve berechnen sich verschiedene Werte der Dämpfung, und zwar erhält man ganz systematisch für höhere Kurvenpunkte größere logarithmische Dekremente. Wenn man trotzdem für jede Resonanzkurve ein bestimmtes Dekrement angibt, so ist darunter derjenige mittlere Wert zu verstehen, der, als konstant angenommen und in die Bjerknessche Theorie einge-

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. 55, 121, 1895; 44, 85, 1891.

2) G. Rempp, Ann. d. Phys. 17, 627, 1905.

setzt, die der experimentell ermittelten Resonanzkurve sich am engsten anschmiegende theoretische Kurve liefert.

Versagt so die Annahme eines konstanten Funkenwiderstandes schon in ihrer Anwendung auf einen mit einem Kondensatorkreis lose gekoppelten Kreis, so ist die Inkongruenz zwischen Theorie und Experiment, soweit die Dämpfung in Frage kommt, bei fester gekoppelten Kreisen noch viel größer. Die Theorie des Schwingungsvorganges in zwei induktiv gekoppelten Kreisen unter Zugrundelegung der Thom-

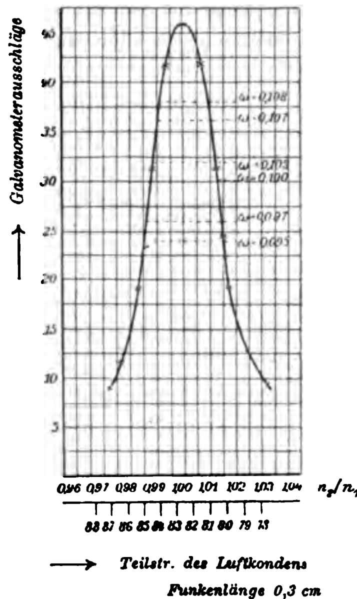


Fig. 1.

sonschen Gleichung und konstanten Widerstandes ist von Drude[1]) gegeben worden. Es ergibt sich bekanntlich in beiden Kreisen ein Schwingungsvorgang, der sich als Summe zweier Sinusschwingungen darstellen läßt, von denen die eine höher, die andere tiefer als die eine Sinusschwingung des ungekoppelten Kreises ist. Sind die Schwingungszahlen und Dämpfungen jedes Kreises für sich bekannt, so lassen sich aus ihnen die Schwingungszahlen und Dämpfungen, wie sie bei Koppelung der beiden Kreise entstehen, der Theorie gemäß berechnen. Die experi-

1) P. Drude, Ann. d. Phys. **13**, 512, 1904.

mentelle Prüfung dieses Falles ist von C. Fischer[1]) durchgeführt worden. Es fand sich hinsichtlich der Schwingungszahlen durchaus befriedigende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment: für die Schwingungszahlen ist ein merklicher Einfluß von Schwankungen im Widerstand der Kreise nicht zu erwarten. Dagegen ist das Verhalten der Dämpfungen auch nicht annähernd das von der Theorie geforderte. Beide Sinusschwingungen, in die sich der Schwingungsvorgang des gekoppelten Systems zerlegen läßt, sind stärker gedämpft, als es die Theorie verlangt, und ganz im Gegensatz zur Theorie ist die höhere Schwingung meist weniger gedämpft als die tiefere. Diese Ergebnisse werden durch Fig. 2 illustriert, in der auf der Abszissenachse der

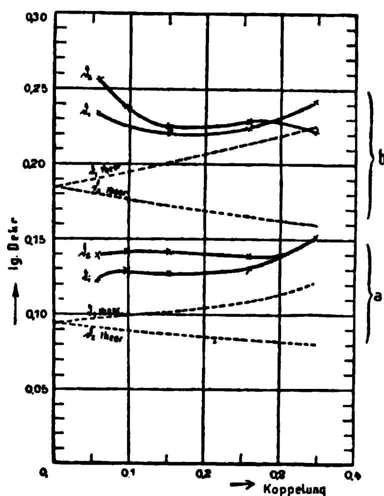


Fig. 2.

Koppelungskoeffizient abgetragen ist. Der gleiche Sachverhalt ist von M. Wien[2]) bei Koppelung eines offenen Systems mit einem Kondensatorkreis, wie sie der Braunsche Sender darstellt, konstatiert worden.

Die Abweichungen in der Form der Bjerknesschen Resonanzkurve und in den Werten der Dämpfung gekoppelter Systeme weisen zwar darauf hin, daß die Annahme eines konstanten Funkenwiderstandes während des gesamten Verlaufes der Entladung den tatsächlichen Verhältnissen nicht gerecht wird. Es ist aber jedenfalls nicht

1) C. Fischer, Ann. d. Phys. 19, 182, 1906 u. 22, 265, 1907.

2) M. Wien, Phys. Zeitschr. 7, 871, 1906.

leicht auf Grund dieser Abweichungen Schlüsse zu ziehen, in welcher Art denn nun der Funkenwiderstand während der Entladung variiert.[1]) Eine direkte experimentelle Beantwortung wenigstens eines Teiles dieser Frage ist bisher nur in einem einzigen Falle gegeben worden. Bei einer Schwingungszahl von ca. 10^5 pro Sekunde (die also etwas niedriger ist als die in der Praxis der drahtlosen Telegraphie gebräuchliche) läßt sich der Schwingungsvorgang, oder wenigstens jeder einzelne Umkehrpunkt der Schwingung, mit Hilfe der Braunschen Röhre registrieren. Das Verhältnis aufeinander folgender Amplituden ergibt die Dämpfung jeder einzelnen Oszillation. Dieser Versuch wurde qualitativ von Richarz und Ziegler[2]) und darauf quantitativ von Zenneck[3]) ausgeführt. Es ergab sich, daß die Amplituden mit wachsender Zeit nicht nach einer Exponentialkurve abfielen, wie aus der Thomsonschen Gleichung unter Annahme konstanten Widerstandes folgt, sondern, wie die Kurven A der Fig. 3 zeigen, nahezu nach einer

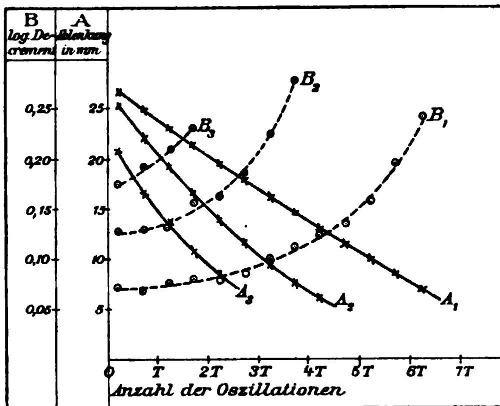


Fig. 3.

Geraden. Es nimmt also der Funkenwiderstand, genauer gesprochen: der mittlere Funkenwiderstand der einzelnen Oszillation, von Oszillation zu Oszillation zu. Die Kurven B derselben Figur veranschaulichen die den Kurven A entsprechende Zunahme des logarithmischen Dekrements. Es ist dies der einzige Fall, in dem der mittlere Funkenwiderstand der

1) Diese Aufgabe ist von G. Jonas (Straßburger Dissertation 1907) in Angriff genommen worden.

2) F. Richarz u. W. Ziegler, Ann. d. Phys. 1, 468, 1900.

3) J. Zenneck, Ann. d. Phys. 13, 822, 1904.

gesamten Entladung in dieser Weise in die Widerstände der Einzeloszillationen zerlegt wurde. Über die Variationen innerhalb der Dauer einer einzelnen Oszillation sagt natürlich auch dieser Versuch nichts aus.

Seine Allgemeingültigkeit vorausgesetzt — (und es soll weiterhin gezeigt werden, daß man auch aus anderen Messungen auf indirektem Wege zu dem gleichen Ergebnis kommt) — müßte man schließen, daß mit wachsendem Widerstand des Funkens während der Entladung schließlich ein Moment eintritt, wo die Entladung aus der oszillatorischen in die kontinuierliche Form übergeht, ja zuletzt der Funke infolge ungenügender Stromzufuhr ganz abreißt. Für den üblichen ökonomisch gebauten Kondensatorkreis scheint dieser Zeitpunkt erst ganz gegen Ende der Entladung einzutreten. In dem Versuch von Zenneck gingen die Schwingungen noch regelmäßig vor sich, nachdem die Amplitude auf den 50. bis 100. Teil ihres ursprünglichen Wertes herabgegangen war. Ebenso fanden Battelli und Magri[1]), daß für ihre Untersuchungen, bei denen sie einerseits die dem Kondensatorkreis erteilte Ladung, andererseits die Energieumsetzung bei der Entladung maßen, die im Kondensatorkreis zurückbleibende nicht in Schwingungen umgesetzte Ladung zu vernachlässigen war.

Schaltet man jedoch in den Kondensatorkreis große Widerstände ein, wodurch die Stromstärke künstlich herabgesetzt wird, so steigt der Funkenwiderstand ganz beträchtlich. Sein mittlerer Wert für die gesamte Entladung, der bei sonst widerstandsfreien Kreisen nur wenige Ohm beträgt, steigt nach J. Koch[2]) auf Zehntausende von Ohm. Es tritt daher verhältnismäßig frühzeitig ein Abreißen des Funkens, somit beträchtliche Rückstandsbildung ein. Dieser als Entladungsrückstand oder Restladung bezeichnete Rückstand, der durch das vorzeitige Abreißen des Entladungsvorganges entsteht und wohl zu unterscheiden ist von dem aus Absorption im Dielektrikum der Kondensatoren resultierenden sogenannten wiederauftretenden Rückstand, wurde sowohl bei noch oszillatorischer als auch bei kontinuierlicher Entladung beobachtet. In dem Auftreten negativer Restladungen bei positiver Anfangsladung sah v. Oettingen[3]) einen Beweis für das Vorliegen oszillatorischer Entladung. Eingehende Untersuchungen über den gleichen

1) A. Battelli u. L. Magri, N. Cim. **3**, 177 u. 257, 1902; Phil. Mag. **5**, 1 u. 620, 1903; Phys. Zeitschr. **3**, 539 u. **4**, 181, 1902.

2) J. Koch, Ann. d. Phys. **15**, 865, 1904 u. **20**, 601, 1906.

3) A. J. v. Oettingen, Pogg. Ann. **115**, 513, 1862 u. Wied. Ann. **2**, 307, 1877.

Gegenstand sind u. a. Heydweiller[1]), Busch[2]) und J. Koch[3]) zu verdanken. Die Existenz dieser Restladungen bildet einen weiteren Beweis für die Inkonstanz des Funkenwiderstandes.

Ein eigentümliches Phänomen, das vielleicht in diesen Zusammenhang gehört, hat M. Wien bei seinen oben erwähnten Versuchen mit dem Braunschen Sender erhalten. Bei Anwendung sehr kleiner Funken im Sender (0,5 mm) konnte im Empfänger außer den zu erwartenden zwei Schwingungen gekoppelter Systeme noch eine dazwischen liegende und schwächer gedämpfte dritte Schwingung konstatiert werden. Wien faßt diese als die Eigenschwingung des offenen Systems (der Antenne) des Senders auf. Ihr Auftreten ist nur dadurch zu erklären, daß die Schwingung im Kondensatorkreis infolge des hohen Widerstandes der kleinen Funkenstrecke (hierüber vgl. das Folgende) schon nach kurzer Zeit verschwindet, während die Antenne für sich in ihrer Eigenperiode weiterschwingt. Es mag dahingestellt bleiben, ob die hohe Dämpfung allein hierfür genügt, oder ob nicht auch in diesem Falle ein Abreißen des Funkens bei zu großem Widerstande bzw. zu geringer Stromstärke vorliegt.

Mit Vorstehendem ist die Aufzählung und Besprechung derjenigen Fälle erschöpft, in denen sich bisher die tatsächliche Inkonstanz des Funkenwiderstandes und des logarithmischen Dekrements der Oszillationen experimentell kundtat. Wenn trotzdem vom Widerstand des Funkens wie von einem konstanten Ohmschen Widerstande gesprochen wird, so wird eben entweder von diesen Schwankungen abgesehen, oder es wird vom gesamten Energieverbrauche im Funken während der ganzen Entladung ausgegangen und unter dem Funkenwiderstand derjenige Ohmsche Widerstand verstanden, durch den der Funke hinsichtlich seines Energieverbrauches ersetzt gedacht werden kann. Es ist dies offenbar ein Mittelwert W_m, der mathematisch dargestellt wird durch die Gleichung: $W_m \cdot \int_0^\infty i^2\,dt = \int_0^\infty i^2 w\,dt$, wenn i den Strom, w den (variablen) Funkenwiderstand in jedem einzelnen Moment bezeichnet. Dieser mittlere Widerstand ist in verschiedener Weise der Messung zugänglich und auch vielfach untersucht worden, zumal Energieverbrauch und Dämpfung, mit denen er zusammenhängt, auch für die

1) A. Heydweiller, Wied. Ann. **43**, 310, 1891; vgl. auch **38**, 534, 1889.
2) A. Busch, Wied. Ann. **59**, 595, 1896.
3) J. Koch, a. a. O.

Praxis von Bedeutung sind. Hat man festgestellt, in welcher Weise dieser mittlere Widerstand von den einzelnen in Betracht kommenden Faktoren abhängt, so ergeben sich hieraus wieder Schlußfolgerungen auf den Verlauf der Widerstandsvariationen innerhalb der einzelnen Entladung.

Überblickt man die Gesamtheit der Arbeiten über diesen Gegenstand, so muß man zunächst eine Trennung in zwei Gruppen vornehmen, die sich durch das Objekt der Untersuchung und daher naturgemäß auch in den Resultaten unterscheiden. Während nämlich meist der Entladungsfunke eines Kondensatorkreises untersucht wird, der auch allein für die Praxis in Betracht kommt, bedient sich eine Reihe von Forschern eines sehr einfachen von Simons[1]) ausgearbeiteten Verfahrens, welches aber nicht den eigentlichen Entladungsfunken, sondern einen sekundär in den Kondensatorkreis eingeschalteten Funken zum Objekt der Messungen macht. Hierher gehören die Untersuchungen von Simons[2]), Slaby[3]) und Fleming.[4]) Neuerdings hat wieder Eickhoff[5]) auf den prinzipiellen Unterschied dieses Verfahrens von der sonst üblichen Untersuchung des Entladungsfunkens selbst hingewiesen und durch parallele Messungen auch die tatsächliche Verschiedenheit der erhaltenen Resultate bestätigt. Die Schaltung für das Simonssche Verfahren zeigt Fig. 4. Die Ladung der Kapazität C erfolgt vom Induktor aus

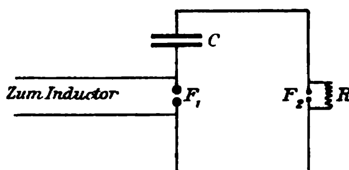


Fig. 4.

auf dem Wege über den großen Widerstand R. Hat die Spannung an C die durch die Länge der Entladungsfunkenstrecke F_1 bedingte Höhe erreicht, so schlägt F_1 durch, infolgedessen aber auch F_2 und die Schwingungen des Kondensatorkreises verlaufen nicht über R, sondern über diese zweite Funkenstrecke. F_1 ist, wie gesagt, die eigentliche

1) K. Simons, Ann. d. Phys. **13**, 1044, 1904.
2) K. Simons, a. a. O.
3) A. Slaby, Elektrotechn. Zeitschr. **25**, 915, 1904.
4) J. A. Fleming, The principles of electric wave telegraphy S. 180, 1906.
5) W. Eickhoff, Phys. Zs. **8**, 494, 1907.

Entladungsfunkenstrecke, F_2 dagegen ist an der Einleitung der Oszillationen nicht beteiligt und spielt nur die Rolle einer Hilfsfunkenstrecke. Die dem Kondensatorkreis erteilte Ladung ist lediglich durch die Länge von F_1 bestimmt. Die Länge von F_2 dagegen kann zwar, wie leicht einzusehen, nicht größer sein als die von F_1, darf aber beliebig verkleinert werden, ohne daß die Höhe der dem Kondensatorkreis erteilten Ladung dadurch alteriert wird. Es bietet somit diese Schaltung die Möglichkeit, die Länge einer Funkenstrecke zu variieren, ohne dabei die Energie oder die Stromstärke im Kreise zu ändern, aber es handelt sich dabei nicht um die für die Praxis wichtige Entladungsfunkenstrecke, bei der Funkenlänge und Elektrodenpotential sich gegenseitig bedingen müssen.

Der eben vorgenommenen Trennung nach dem Objekt läßt sich eine solche nach der Methode der Untersuchung an die Seite stellen. Sowohl die Entladungs- wie die sekundäre Hilfsfunkenstrecke sind in der Hauptsache nach zwei verschiedenen Methoden auf ihren Widerstand untersucht worden: nämlich einmal durch Messung der gesamten Wärmewirkung des Funkens, die dann, als Joulesche Wärme eines metallischen Leiters aufgefaßt, einen mittleren Funkenwiderstand für die Gesamtdauer der Entladung ergibt — und andererseits durch Messung des (mittleren) logarithmischen Dekrements der Oszillationen. Von den Versuchen, den Funkenwiderstand (bzw. die Dämpfung) mit Hilfe des rotierenden Spiegels aus der Schwingungsdauer zu bestimmen, kann hier ihrer geringeren Genauigkeit wegen abgesehen werden.[1] Übrigens würden sie, wenn eine größere Exaktheit erzielbar wäre, ebenso wie die früher erwähnten Messungen von Zenneck mit der Braunschen Röhre, direkt den Widerstand jeder einzelnen Oszillation und nicht den jetzt zu besprechenden mittleren Widerstand der Gesamtentladung ergeben.

Die Ermittelung des Funkenwiderstandes, bzw. der Dämpfung durch den Funken, aus seinem Wärmeeffekt erfolgt in der Weise, daß man von den drei Messungen: kalorimetrische Bestimmung der im Funken erzeugten Wärme, ebensolche Bestimmung der im übrigen Kondensatorkreis (oder auch im gesamten Kondensatorkreis) entwickelten Wärme, und Bestimmung der dem Kondensator erteilten Ladung und somit der Gesamtenergie des Kreises — wenigstens zwei Messungen ausführt. Solche

1) Vgl. z. B. J. Trowbridge u. W. C. Sabine, Phil. Mag. **30**, 323, 1890; C. Tissot, Compt. rend. **132**, 763, 1901.

Messungen wurden vorgenommen von Villari[1]), W. Kaufmann[2]), Lindemann[3]) und Battelli und Magri.[4]) Das Verfahren beruht, sofern wenigstens auf den Funkenwiderstand geschlossen werden soll, auf der Voraussetzung, daß die gesamte in den Kondensatorkreis eingeladene Energie letzten Endes in Wärme verwandelt wird, eine Annahme, die durch die umfassenden Versuche von Battelli und Magri[2]) ihre Bestätigung gefunden hat. Diese Forscher führten alle drei obengenannten Messungen durch und konnten so die tatsächliche Äquivalenz zwischen der elektrometrisch gemessenen eingeladenen Energie und der kalorimetrisch gefundenen Gesamtwärme konstatieren.

Die gleichen Messungen an einem sekundären Hilfsfunken wurden von Villari[5]), Cardani[6]) und Maresca[7]) vorgenommen.

Aus der Dämpfung der Schwingungen des Kondensatorkreises läßt sich direkt der Funkenwiderstand bestimmen, wenn die metallischen Verbindungen nur aus kurzen und dicken Drahten bestehen und die Verluste durch Absorption in den Kapazitäten vernachlässigt werden können. Nach einer eigentümlichen Methode mit Hilfe von Rutherfordschen maximal magnetisierten Stahlnadeln wurde die Dämpfung von Brooks[8]) bestimmt. Alle übrigen hierher gehörigen Dämpfungsmessungen stützen sich auf die bereits besprochene Bjerknessche Resonanzmethode (Bjerknes[9]), Drude[10]), Rempp[11]), Eickhoff[12]), v. Traubenberg und Hahnemann[13])). Dieselbe Methode verwendeten Simons, Slaby, Fleming und Eickhoff zur Bestimmung des Widerstandes der sekundären Funkenstrecke in der Simonsschen Schaltung, indem sie die Dämpfung des Kreises mit den beiden Funkenstrecken maßen und dann die sekundäre Funkenstrecke in ihrer dämpfenden Wirkung durch einen metallischen Widerstand ersetzten.[14])

1) E. Villari, N. Cim. **4**, 49 u. 161; **6**, 115, 1879; Beibl. **3**, 713, 1879 u. **4**, 404, 1880.

2) W. Kaufmann, Wied. Ann. **60**, 653, 1897.

3) R. Lindemann, Ann. d. Phys. **12**, 1012, 1903.

4) A. Battelli u. L. Magri, a. a. O.

5) E. Villari, a. a. O.

6) P. Cardani, N. Cim. **11**, 113, 1900 u. Phys. Zeitschr. **1**, 262, 1900.

7) A. Maresca, Phys. Zeitschr. **4**, 9, 1902 u. N. Cim. **5**, 315, 1903.

8) H. Brooks, Phil. Mag. **2**, 92, 1901.

9) V. Bjerknes, a. a. O.

10) P. Drude, Ann. d. Phys. **15**, 709, 1904.

11) G. Rempp, Ann. d. Phys. **17**, 627, 1905.

12) W. Eickhoff, Phys. Zeitschr. **8**, 494, 1907.

13) H. v. Traubenberg u. W. Hahnemann, Phys. Zeitschr. **8**, 498, 1907.

14) Vgl. oben S. 232.

Die Faktoren, durch die der (mittlere) Funkenwiderstand bestimmt wird, lassen sich einteilen in solche, die mit der Natur des verwendeten Materials zusammenhängen (Elektrodenmaterial; Medium, in dem der Funke überspringt) und in solche, die von den dem Kreise erteilten elektrodynamischen Konstanten abhängen. Von einer Besprechung der ersteren soll im Rahmen dieses Referats abgesehen werden. Unter den letzteren, vom Material unabhängig gedachten Faktoren sind zu verstehen Schwingungsdauer, Stromstärke (Amplitude), eingelaufene Energie und Funkenlänge.

Es wäre eigentlich noch die Häufigkeit der Aufeinanderfolge der Entladungen zu nennen. In der Tat scheint die günstige Wirkung, die man erzielt, wenn man den Hertzschen Erreger mit Teslaanordnung betreibt, wesentlich gerade auf der schnellen Aufeinanderfolge der Entladungen zu beruhen: die Leitfähigkeit, welche dem Funkenraume während einer Entladung erteilt wird, kommt vermutlich in gewissem Maße der nächsten sehr rasch darauf folgenden Entladung zugute. Für den gewöhnlichen Kondensatorkreis, mit dem wir uns hier befassen, und zu dessen Ladung ein mit mechanisch unterbrochenem Gleichstrom oder mit dem Wechselstrom einer Zentrale betriebener Induktor verwendet wird, kommt dieser Faktor jedoch nicht in Frage. Bei der relativ geringen Anzahl der Entladungen pro Sekunde sind die Oszillationen einer Entladung längst abgelaufen und der Funkenraum wieder in seinen ursprünglichen nichtleitenden Zustand zurückgekehrt, ehe die nächste Entladung einsetzt. Die Untersuchung des Einflusses der übrigen genannten Faktoren hat hauptsächlich die Schwierigkeiten zu überwinden, die sich einer Trennung dieser Einflüsse in den Weg stellen. Experimentell untersucht wird i. A. nicht direkt die Abhängigkeit des Funkenwiderstandes von Schwingungsdauer und Stromstärke, sondern die Abhängigkeit von den experimentell ohne weiteres variierbaren Größen der Kapazität, der Selbstinduktion und des Ohmschen Widerstandes im Kreise.

Die auf diesem Wege gewonnenen gegenwärtig feststehenden Resultate lassen sich dahin zusammenfassen, daß der mittlere Funkenwiderstand mit wachsendem Ohmschen Widerstand im Kreise und mit wachsender Selbstinduktion zunimmt. Für letzteren Fall bleibt das logarithmische Dekrement konstant, der Funkenwiderstand nimmt also proportional der Quadratwurzel aus der Selbstinduktion zu. Die Abhängigkeit von Kapazität und Funkenlänge in den üblichen Kondensatorkreisen wird durch Fig. 5 illustriert, die der Arbeit von Rempp entlehnt ist. Es hat danach den Anschein, als ob für

jede Kapazität der Funkenwiderstand mit wachsender Funkenlänge einem Minimum zustrebt und dann wieder ansteigt. Dieses Verhalten ist jedoch nur ein scheinbares, wie Verfasser und an Hand umfangreicheren Materials v. Traubenberg und Hahnemann[1]) konstatieren konnten. Die Berechnung des Funkenwiderstandes, wie sie diesen Kurven zugrunde liegt, setzt nämlich, wie oben gezeigt, voraus, daß alle anderen Energie absorbierenden und demnach dämpfenden Faktoren des Kondensatorkreises genügend bekannt sind und berücksichtigt werden. Die Dämpfung durch den Funken allein ergibt sich aus der Gesamt-

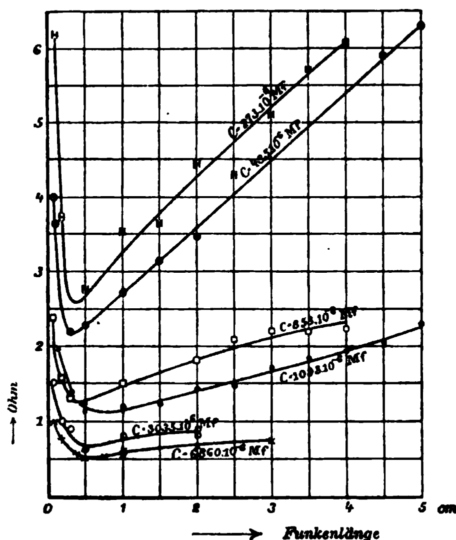


Fig 5.

dämpfung als Differenz nach Abzug der von den übrigen Energie absorbierenden Faktoren herrührenden Dämpfung. Nun ist für die Kurven der Fig. 5 der außer dem Funkenwiderstand noch vorhandene Ohmsche Widerstand zwar berücksichtigt, bzw. es läßt sich der Kondensatorkreis so bauen, daß jener Widerstand vernachlässigt werden kann. Als vernachlässigbar ist aber auch ein zweiter dämpfender Faktor angesehen worden, nämlich die Energieabsorption in den Kondensatoren. Für diese Energieabsorption kommen zwei verschiedene Ursachen in

1) H. v. Traubenberg u. W. Hahnemann, Phys. Zeitschr. 8. 498, 1907; A. Jollos, Ann. d. Phys. 23, 719, 1907; vgl. auch W. Eickhoff, Phys. Zeitschr. 8, 494, 1907.

Frage, nämlich die dielektrische Hysteresis und, für größere Spannungen, das sogenannte Sprühen der Kondensatoren, welches in relativ lichtschwachen vom Rande der Belegungen ausgehenden verästelten Entladungen längs der Oberfläche des Dielektrikums (des Glases der Leydener Flaschen) besteht. Die Hysteresis läßt sich nun zwar tatsächlich nach den Versuchen von Battelli und Magri bei Verwendung geeigneten Materials als Dielektrikum vernachlässigen. Dagegen spielen die Energieverluste durch das Sprühen in den gebräuchlichen Anordnungen eine viel bedeutendere Rolle, als man früher annahm. Die Kurven der Fig. 5 stellen daher nur für kleinere Funken den Funkenwiderstand ohne weiteres richtig dar. Dieser fällt also in der Tat mit wachsender Funkenlänge. Für größere Funkenlängen dagegen, für welche ja auch die Spannung an den Belegungen der Kapazität entsprechend höher ist, fällt bei Nichtberücksichtigung der durch das Sprühen entstehenden Energieverluste der erhaltene Funkenwiderstand zu groß aus. Das Sprühen läßt sich aber vermeiden, wenn man die gewünschte Größe der Kapazität aus einer genügend großen Anzahl hintereinander geschalteter höherer Kapazitäten aufbaut, also z. B. statt einer Leydener Flasche von 1000 cm Kapazität 2 Flaschen je 2000 cm hintereinander zu oder (in Ermangelung größerer Kapazitäten) von 4 Flaschen zu je 1000 cm Kapazität je zwei parallel und die beiden so gebildeten Flaschenpaare hintereinander schaltet. Vergleicht man nun einen so gebildeten bis zu höheren Spannungen sprühfreien Kreis mit einem solchen von möglichst genau gleichen Dimensionen, bei dem nur die Kapazität aus einer Flasche besteht und daher bei niedrigeren Spannungen schon sprüht, so erhält man für den letzteren wesentlich höhere logarithmische Dekremente und daher, bei Nichtberücksichtigung der Energieabsorption durch das Sprühen, zu hohe Funkenwiderstände. Es zeigt sich weiter, daß für den sprühfreien Kreis, solange er eben sprühfrei ist, auch für längere Funken kein Ansteigen des Funkenwiderstandes mit wachsender Funkenlänge auftritt, sondern ein langsames, einem konstanten Wert zustrebendes Fallen. Die Kurven der Fig. 5 sind also, wenn sie wirklich nur den Widerstand des Funkens wiedergeben sollen, durch Subtraktion der absorbierenden Wirkung des Sprühens an den Kapazitäten zu korrigieren. An Stelle des aufsteigenden Astes tritt dann ein immer langsamer werdendes Fallen bei wachsender Funkenlänge. Bei gleicher Funkenlänge ist, wie dieselbe Figur zeigt, der Widerstand um so kleiner je größer die Kapazität, und zwar ist er angenähert umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der Kapazität.

Aus den vorstehenden experimentellen Daten lassen sich nun Schlüsse

ziehen über die Abhängigkeit des Funkenwiderstandes von Schwingungsdauer, Stromamplitude und Funkenlänge, und zwar von jedem dieser drei Faktoren für sich, während die anderen beiden konstant bleiben. Diese Abhängigkeiten sind durch die obigen experimentellen Ergebnisse direkt noch nicht gegeben, da dort eine Trennung der drei Faktoren schon im Experiment nicht stattfinden konnte. Änderungen des Ohmschen Widerstandes, der Selbstinduktion oder der Kapazität bedingen gleichzeitig Änderungen sowohl der Schwingungsdauer wie der Stromamplitude. Variationen der Funkenlängen bedeuten gleichzeitig Variationen des der Kapazität erteilten Anfangspotentials, also auch der Stromstärke. Die Trennung dieser Einflüsse kann jedoch an Hand der obigen experimentellen Ergebnisse durch eine einfache Rechnung erfolgen.

Bei konstanter Funkenlänge ist nach dem oben Gesagten der Funkenwiderstand angenähert proportional $\sqrt{\frac{L}{C}}$, (wenn L die Selbstinduktion und C die Kapazität des Kreises bezeichnen) — und folglich angenähert umgekehrt proportional der maximalen Stromamplitude[1]), da diese ja bekanntlich proportional $\sqrt{\frac{C}{L}}$ ist. Hieraus folgen unmittelbar die beiden Sätze:

1. Bei gleichbleibender Funkenlänge und Stromamplitude ist der Funkenwiderstand angenähert unabhängig von der Schwingungsdauer.

2. Bei gleichbleibender Funkenlänge ist das Funkendekrement annähernd konstant, d. h. unabhängig von Kapazität und Selbstinduktionskoeffizienten des Kreises.[2])

Schließlich ist es auf eigenartige Weise, nämlich unter Benutzung einer von Mandelstam und Papalexi angegebenen Anordnung für Hochfrequenzladung, gelungen, auf direktem experimentellem Wege die dem Kondensatorkreis erteilte Ladung und damit die Stromstärke zu variieren, ohne daß an den Dimensionen des betreffenden Kondensatorkreises, an Kapazität, Selbstinduktion und Funkenlänge irgend etwas geändert zu werden brauchte.[3]) Dieses direkte Verfahren ergab gleichfalls Verkleinerung des Funkenwiderstandes mit wachsender Stromstärke und zwar besonders auffällig für kleinere Funkenlängen.

---

1) J. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen, S. 856. v. Traubenberg u. W. Hahnemann, l. c.

2) Das heißt innerhalb derselben Grenzen, in denen das oben Ausgeführte gilt.

3) L. Mandelstam u. N. Papalexi, Phys. Zeitschr. 7, 303, 1906; A. Jollos, Ann. d. Phys. 23, 719, 1907 u. dieses Jahrb. 1, 215, 1907.

Dieselbe Methode unter Benutzung der Anordnung für Hochfrequenzladung gestattet auch umgekehrt ausschließlich die Funkenlänge zu variieren, ohne daß an den Dimensionen des Kreises und an der ihm erteilten Ladung irgend etwas geändert wird. Bei der gewöhnlichen Art der Schaltung des Kondensatorkreises, mit direkter Ladung durch die langsamen Schwingungen der Sekundärspule des Induktors, ist dies bekanntlich nicht möglich: Verkürzen oder Verlängern des Funkens ist dort gleichbedeutend mit Verkleinerung oder Vergrößerung der Anfangsspannung an der Kapazität, also der eingeladenen Energie und des Stromes. Die genannte Anordnung für Hochfrequenzladung dagegen gibt die Möglichkeit, bei gleichbleibender Ladung (Energie, Stromstärke) des Kreises die Funkenlänge bis auf etwa die halbe Länge zu verkürzen. Es ergibt sich Abnahme des Funkenwiderstandes mit abnehmender Funkenlänge, doch erweist sich diese Abnahme als relativ geringfügig, namentlich im Vergleich zu dem mit derselben Anordnung gemessenen Einfluß der Stromstärke auf die Funkenlänge.

Dieser Vergleich der Einflüsse von Stromstärke und Funkenlänge klärt nun auch den Verlauf der Kurven in Fig. 5 vollständig auf. Nach Abzug der Korrektur für das Sprühen der Kondensatoren war der Verlauf jener Kurven ja der, daß mit wachsender Funkenlänge der Widerstand des Funkens erst rasch, dann langsamer und nach einem konstanten Grenzwert hin abnahm. Dieser Verlauf resultiert aber aus der Variation zweier Faktoren, nämlich der Funkenlänge und der Stromstärke, da in der gewöhnlichen Schaltung des Kondensatorkreises, auf die sich die Kurven beziehen, die Verlängerung des Funkens notwendig mit Verstärkung des Stromes verbunden ist. Der längere Funke für sich genommen, würde eine geringe Vergrößerung des Funkenwiderstandes bedeuten. Diese wird aber überwogen, und das namentlich für kleine Funken und kleine Kapazitäten, durch die bedeutend größere Abnahme des Funkenwiderstandes, welche infolge des gleichzeitigen Anstiegs der Stromstärke eintreten muß. Daher der anfangs und besonders für kleine Kapazitäten steile, dann flachere Verlauf jener Kurven.

Die Trennung der Einflüsse von Stromstärke und Funkenlänge auf den Funkenwiderstand wird sehr einfach auch durch das Verfahren von Simons[1]) ermöglicht, doch ist der nach dieser Methode untersuchte Funke eben nicht der Entladungsfunke, sondern ein sekundärer Funke. Man kann die Länge dieses sekundären Funkens konstant halten und

1) K. Simons, a. a. O.

die Stromstärke vergrößern, indem man einfach den Entladungsfunken verlängert; und man kann umgekehrt den Entladungsfunken und somit die Stromstärke konstant halten und den sekundären Funken angefangen von einer maximalen Länge, die gleich der des Entladungsfunkens ist, beliebig verkürzen. Auch hier ergibt sich der starke Einfluß der Stromstärke in gleichem Sinne wie oben. Dagegen zeigt sich eine bedeutende Verschiedenheit der Resultate in betreff des Einflusses der Funkenlänge. Dieser ist nach den Ergebnissen der Simonsschen Methode ebenfalls beträchtlich: der Funkenwiderstand ist ungefähr proportional der Funkenlänge. Die Verschiedenheit der Resultate ist von Eickhoff[1]) bestätigt worden; sie kann nicht weiter wundernehmen, da die Objekte der Untersuchung verschiedene sind.

Fragt man sich nun, welche Schlüsse sich aus dem untersuchten Verhalten des mittleren Funkenwiderstandes auf den Verlauf der Änderungen des Funkenwiderstandes während der Dauer einer Entladung und schließlich während der Dauer einer einzelnen Oszillation ziehen lassen, so kommt hier der auffällige Einfluß der Stromstärke in Betracht. Der Funkenwiderstand nimmt zu mit abnehmender Stromstärke. Überträgt man dieses Ergebnis auf die Schwankungen innerhalb der Einzelentladung, so kann man auf ein Anwachsen des Funkenwiderstandes von Oszillation zu Oszillation schließen. Infolge der ursprünglichen Dämpfung der Schwingungen ist die Stromamplitude der zweiten Oszillation kleiner als die der ersten, folglich der Funkenwiderstand größer usw. Das direkte Experiment Zennecks[2]) ist also von diesem Standpunkt aus plausibel gemacht. Für das Verhalten des Funkenwiderstandes während der einzelnen Oszillation liegt ein direkter Versuch überhaupt nicht vor. Wenn der Funkenwiderstand den Schwankungen der Stromstärke unmittelbar folgt, so müßte sein Wert gleichfalls im entgegengesetzten Sinne wie die Stromstärke oszillieren.

Zum Schluß sei noch auf einen Versuch eingegangen, dem Verhalten des Funkenwiderstandes, das von dem eines konstanten Ohmschen Widerstandes so wesentlich abweicht, auch mathematisch Rechnung zu tragen. Auf Grund seiner Messungen über Rückstandsbildung hat J. Koch[3]) für den Funken dieselbe mathematische Formulierung vorgeschlagen, welche für den Bogen und den Glimmstrom gilt. Danach wäre die Spannung zwischen den Elektroden nicht gleich Ri, wie sie der gewöhnlichen Thomsonschen Gleichung bei konstantem Widerstand R und

1) W. Eickhoff, a. a. O.
2) Vgl. oben.
3) J. Koch, a. a. O.

für den Strom i entspricht, sondern gleich $a + \frac{b}{i}$, wo a und b vom Strom unabhängige Größen bedeuten. Der Funkenwiderstand für jeden einzelnen Moment, aufgefaßt als Quotient aus Spannung und Strom, wäre dann gleich $\frac{a}{i} + \frac{b}{i^2}$, was jedenfalls qualitativ den experimentellen Ergebnissen genügt. Heydweiller[1]) hat diese Formulierung mit der ursprünglichen Thomsonschen Gleichung kombiniert und für spezielle Fälle geprüft, da eine allgemeine Lösung der so entstehenden modifizierten Thomsonschen Gleichung nicht gegeben werden konnte. Erweist sich diese mathematische Darstellung endgültig als stichhaltig, so wäre weiter zu untersuchen, in welcher Weise die Größen a und b, die für den einzelnen bestimmten Kondensatorkreis und für eine bestimmte Funkenlänge konstant sind, mit Funkenlänge und Schwingungsdauer variieren.

1) A. Heydweiller, Ann. d. Phys. **19**, 649, 1906.

Straßburg i. E., August 1907.

(Eingesandt 9. September 1907.)

Die Erzeugung dauernder Schwingungen durch den Lichtbogen.

Von **H. Barkhausen.**

In einer kürzlich erschienenen Arbeit[1]) habe ich unter anderen Methoden zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen auch den elektrischen Lichtbogen als Schwingungsgenerator einer genaueren theoretischen Untersuchung unterzogen. Die dort abgeleiteten Bedingungen stützten sich im wesentlichen nur auf die damals bekannten Beobachtungen an langsamen Schwingungen beim Kohlelichtbogen. Die vor einiger Zeit von mir mit sehr schnellen Schwingungen angestellten Versuche mit gekühlten Metallelektroden in Wasserstoff und mit magnetischem Gebläse haben meine dort gegebene Theorie gut

1) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung mit besonderer Berücksichtigung schneller elektrischer Schwingungen. S. Hirzel, 1907.

bestätigt. Eine kurze Mitteilung und Erklärung dieser Versuche dürfte daher allgemeineres Interesse beanspruchen.

I. Beobachtungsmethode.

Das einzige Instrument, mit dem man bei mehr als 100000 Wechseln pro Sekunde die Form der Schwingungen beobachten kann, ist die Braunsche Röhre. Sie wurde von mir in der von Simon[1]) angegebenen Schaltung verwandt, bei der der Fluoreszenzfleck durch gleichzeitige elektrostatische und dazu senkrechte elektromagnetische Ablenkung direkt die Charakteristik durchläuft. Fig. 1 zeigt das Schema. Zu beachten ist, daß die Ablenkungsplatten, bestehend aus Innenelektroden, hinreichend weit von den Ablenkungsspulen entfernt sein müssen, da sonst in den Platten Wirbelströme erzeugt werden, die eine völlige Verzerrung der Kurve bewirken. Auch muß eine

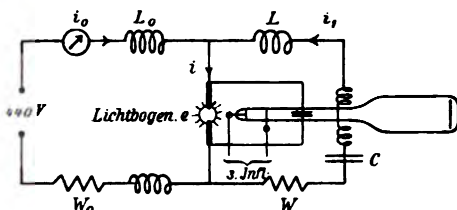


Fig. 1.



Fig. 2.

elektrostatische Einwirkung der Ablenkungsspulen, sowie eine unbeabsichtigte Einwirkung der Schwingungsselbstinduktion sorgfältig vermieden werden. — Zum Betriebe der Röhre dient eine Influenzmaschine. Die Nullage des Kathodenstrahles wurde durch magnetisierte Stahldrähte reguliert, die man in beliebiger Stellung an der Röhre festklemmen konnte (Fig. 2). Bei regelmäßigen Schwingungen erhielt ich eine überraschend ruhige und scharfe Kurve. Ihre Helligkeit war so groß, daß ich die meisten Beobachtungen im unverdunkelten Zimmer machen konnte.[2]) Nur die Röhre befand sich in einem dunklen Kasten. Die Bilder wurden auf Koordinatenpapier abgezeichnet, wobei einzelne Punkte durch eine Visiervorrichtung festgelegt wurden. Selbst bei den schnellsten Schwingungen ($\lambda = 350$ m) beobachtete ich nicht die geringsten Störungen, was fast verwundern muß, wenn man bedenkt,

1) H. Th. Simon, Phys. Zs. **6**, 305, 1905.

2) Die fluoreszierende Substanz war grünlich, etwas nachleuchtend, die Röhre von H. Geißler, Bonn.

daß die Kurve dabei mit einer Geschwindigkeit von 100 km/sek durchlaufen wurde. Nur ein einziges Mal bei ganz absonderlichen Verhältnissen — sehr hohen Spannungen am Lichtbogen — trat kurze Zeit zwischen den Ablenkungsspulen ein kurzes Aufleuchten des Röhreninnern ein, so daß die Kurve auf dem erleuchteten Schirm weniger scharf hervortrat.

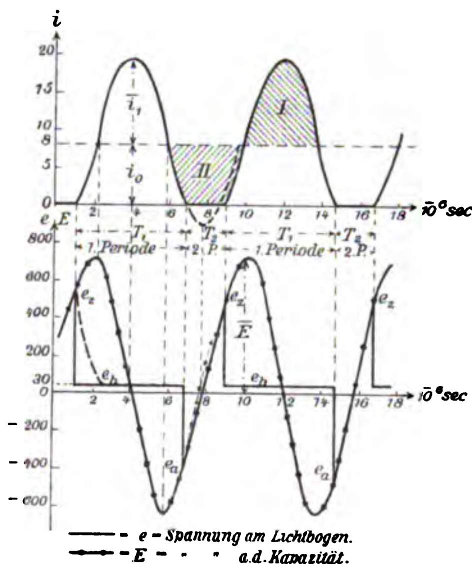
Die Schaltung ist aus Fig. 1 zu ersehen. Als Stromquelle diente die städtische Spannung von 440 Volt. Die Kapazität C bestand aus 1—9 Leydener Flaschen, die Schwingungsselbstinduktion L aus den kleinen Ablenkungsspulen und drei auswechselbaren Ringen eines Wellenmessers von Telefunken. Beide waren mit Hilfe eines neuen Wellenmessers von C. Lorenz geeicht. Letzterer diente auch zur Bestimmung der Wellenlänge und Resonanzschärfe der bestehenden Schwingung. Als Dämpfungswiderstand W konnte ein Glasgefäß voll Kochsalzlösung mit kontinuierlich veränderlichem Elektrodenabstand eingeschaltet werden. Der Lichtbogen brannte in einem engen Asbestgehäuse, in das dauernd ein Strom von Leuchtgas geführt wurde. Die negative dicke Kohleelektrode wurde durch einen Motor langsam herumgedreht, die positive Kupferelektrode wurde durch fließendes Wasser innen gekühlt. Schließlich war ein magnetisches Gebläse vorgesehen, das teils durch den Gleichstrom, teils durch eine besondere Batterie erregt wurde.

II. Der Schwingungsvorgang.[1])

Bei allen Versuchen mit Metallelektroden erhielt ich bei den verschiedensten Bedingungen stets Schwingungen zweiter oder dritter Art, bei denen der Lichtbogen bei jeder Schwingung erlischt und wieder neu zündet. In Fig. 3 und 4 ist für eine derartige Schwingung quantitativ der Verlauf des Stromes i und der Spannung e am Lichtbogen, sowie der Spannung E an der Kapazität konstruiert unter der Voraussetzung, daß die Spannung am Lichtbogen nach der Zündung konstant gleich e_b bleibt. Fig. 3 zeigt den Fall, das $W = 0$ ist, während für Fig. 4 eine Dämpfung der Schwingungen von $W = 5\ \Omega$ angenommen ist. Die Verhältnisse entsprechen fast vollkommen einigen meiner Versuchsbedingungen. Der bei hinreichend großem L_0[2]) ganz konstant bleibende Speisestrom i_0 lädt bei erloschenem Lichtbogen die

1) Vgl. zu dem Folgenden auch die Arbeit von H. Th. Simon, dieses Jahrbuch, 1, 16—68, 1907.

2) Bei den schnellen Schwingungen genügt schon ein spulenförmig gewickelter Widerstand W_0.



$$i_0 = 8\,A;\ e_x = 500\,V;\ e_b = 30\,V;\ L = 75 \,.\, 10^{-6}\,H;\ C = 19 \,.\, 10^{-9}\,F;\ W = 0.$$

$$\bar{i}_1 = \sqrt{i_0^2 + \frac{C e_x^2}{L}} = 10{,}8\,A;\quad \bar{E} = \sqrt{e_x^2 + \frac{L i_0^2}{C}};\quad e_x - e_b = e_b - e_a;$$

$$|e_a| = e_x - 2e_b = 440\,V.\quad T_1 = 2\sqrt{LC}\arccos\frac{i_0}{\bar{i}_1} = 5{,}7 \,.\, 10^{-6}\ \text{sec};$$

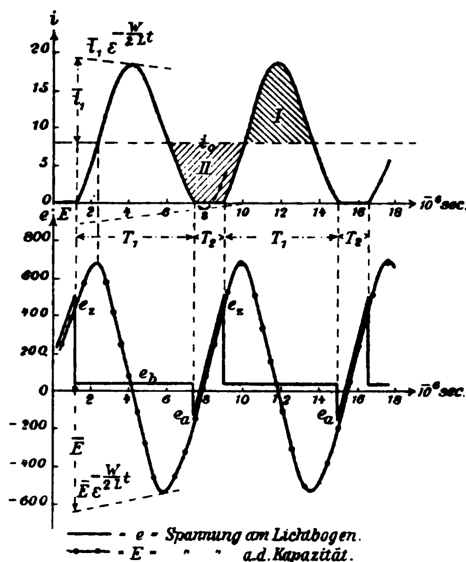
$$T_2 = \frac{(e_x - e_a)C}{i_0} = 2{,}2 \,.\, 10^{-6}\ \text{sec};\ T = T_1 + T_2 = 7{,}9 \,.\, 10^{-6}\ \text{sec};$$

$$T_0 = 2\pi\sqrt{LC} = 7{,}54 \,.\, 10^{-6}\ \text{sec}.$$

Flächeninhalt I = Flächeninhalt II.

Fig. 3.

Kapazität auf (zweite Periode), während er nach dem Zünden durch den Lichtbogen fließt (erste Periode). Diesem Gleichstrom i_0 überlagert sich im Lichtbogen nach dem Zünden der sinusförmige Entladestrom i_1 der Kapazität, so daß, wenn seine Amplitude $\bar{i}_1$ größer als der Gleichstrom i_0 ist, nach etwas weniger als einer ganzen Periode $i_1 = -i_0$, also der Strom im Lichtbogen $i = i_0 + i_1$ null wird und der Lichtbogen erlischt. Die Kapazität hat sich während dessen über die Nullage hinaus entladen, und es kann zu einer Rückzündung kommen, bei der der Strom i dem Gleichstrom i_0 entgegenfließt (Schwingung dritter Art). Dies tritt aber nur ein, wenn die Spannung e_a große negative Werte erreicht. Im andern Falle bleibt



Größen wie Fig. 3, nur $W = 5\ \Omega$.

$e_a = 180\ V$; $T_1 = 6 \cdot 10^{-6}$ sec; $T_2 = 1{,}6 \cdot 10^{-6}$ sec; $T = T_1 + T_2 = 7{,}6 \cdot 10^{-6}$ sec.

Fig. 4.

der Lichtbogen erloschen, die Kapazität lädt sich wieder auf, bis eine neue Zündung erfolgt, und der Vorgang sich wiederholt. Fig. 5 zeigt eine beobachtete Charakteristik. Bei Z zündet der Lichtbogen, die Spannung fällt rapide auf den Wert e_b. Die Strecke ZB ist daher auf dem Fluoreszenzschirm ziemlich lichtschwach. Dann wächst der Strom bis zu seinem Maximalwert $i = i_0 + \overline{i_1}$ an (Punkt C) und nimmt weiter wieder ab. Die Spannung am Lichtbogen bleibt dabei

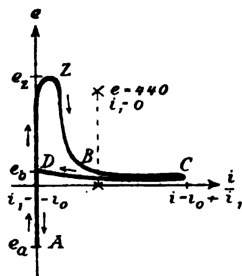


Fig. 5.

nahezu konstant. Bei kontinuierlichem Verlauf würde der Strom bis $i = i_0 - \overline{i_1}$ abnehmen. Wenn aber $\overline{i_1} > i_0$ ist, so wird der Strom vorher null (bei D) und der Lichtbogen erlischt. Die Spannung sinkt plötzlich auf den negativen Wert e_a entsprechend der Tendenz, in entgegengesetzter Richtung zu zünden. Findet dies Rückzünden nicht statt, so bleibt der Strom $i =$ null, während die Spannung ansteigt, bis bei $e = e_x$ die neue Zündung erfolgt. Wann das Wiederzünden eintritt, hängt einerseits davon ab, wie schnell sich die Kapazität auflädt, anderseits wie rasch sich der Lichtbogen abkühlt. In Fig. 6

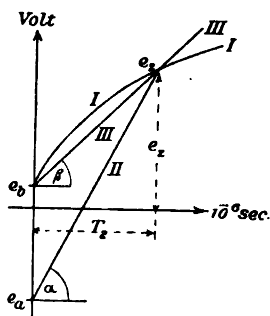


Fig. 6.

stelle die Kurve I die Spannung x dar, die zum Wiederzünden nötig ist, abhängig von dem Zeitpunkt, seitdem der Lichtbogen erloschen ist, die sogenannte Zündcharakteristik. Die Gerade II stelle die mit der Zeit anwachsende Kapazitätsspannung E dar. Für sie gilt: $\operatorname{tg} \alpha = \frac{dE}{dt} = \frac{i_0}{C}$. Die Kapazität lädt sich um so schneller auf, je größer der Ladestrom i_0 und je kleiner die Kapazität C ist. Die Zündspannung e_x wird um so höher liegen, erstens, je steiler die Zündcharakteristik I verläuft, d. h. je stärker der Bogen durch Wärmeableitung, durch die Elektroden und das Gas gekühlt wird und je größer die Bogenlänge und das magnetische Gebläse sind, zweitens, je flacher die Gerade II ansteigt, d. h. je kleiner i_0 und je größer C ist, drittens, je tiefer e_a liegt, d. h. je geringer die Dämpfung und je größer e_x ist. Die Höhe der Zündspannung e_x ist also rückwärts für die Höhe der Spannung e_a maßgebend. Aus dieser Wechselwirkung entspringt unter Umständen ein labiler Zustand der Schwingungen. Die Theorie zeigt, daß dafür die sogenannte indifferente Linie maßgebend ist, die von e_b aus nahezu unter dem durch $\operatorname{tg} \beta = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{2} = \frac{i_0}{2C}$ definierten Winkel ansteigt (Fig. 6,

Kurve III). Nur eine solche Schwingung, für die e_x auf der indifferenten Linie, also auf dem Schnittpunkt dieser und der Zündcharakteristik liegt, kann sich unverändert halten. Tritt dagegen die Zündung e_x oberhalb der indifferenten Linie ein, so nimmt die Schwingungsamplitude zu, liegt e_x unter ihr, so nimmt sie ab. Ist z. B. der Strom i_0 so stark oder die Kapazität C so klein, daß die indifferente Linie steiler als die Zündcharakteristik I ansteigt (Fig. 7, IIa), so wird jede etwa von außen erzeugte Schwingung immer kleiner werden, bis der Lichtbogen schließlich ohne Schwingungen brennt. Ist umgekehrt der Strom i_0 so

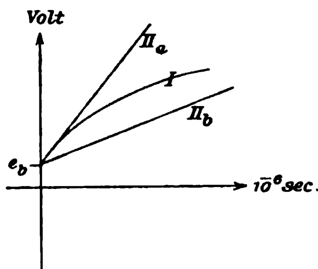


Fig. 7.

klein oder die Kapazität so groß, daß die indifferente Linie dauernd unter der Zündcharakteristik I bleibt (Fig. 7, IIb), so werden die Schwingungen immer mehr anwachsen, bis schließlich die Zündspannung so hoch wird, daß keine neue Zündung mehr erfolgt und der Lichtbogen dauernd erloschen bleibt, oder aber Rückzündung stattfindet und Schwingungen dritter Art eintreten. Je nach der Neigung der Zündcharakteristik erhält man also bei gegebener Kapazität C nur bei ganz bestimmten Stromstärken dauernde Schwingungen zweiter Art.

III. Beobachtungsresultate.

Entsprechend der angewandten Methode zeigt ein Blick auf den Fluoreszenzschirm sofort, ob man regelmäßige Schwingungen vor sich hat. Denn nur bei diesen durchläuft der Fleck immer wieder genau dieselbe Kurve. Jede Unregelmäßigkeit gibt sich in einem verschwommenen Bilde zu erkennen. — Um den Einfluß einer bestimmten Größe auf die Schwingungen zu untersuchen, wurde diese Größe kontinuierlich verändert und beobachtet, wie sich die leuchtende Kurve dadurch allmählich deformierte. Alle so gewonnenen Versuchsresultate lassen sich nicht nur qualitativ aus der obigen Auffassung des

Schwingungsvorganges erklären, sondern die Messungen stimmten auch quantitativ mit den aus den obigen Formeln berechneten Werten überein. Die Eichung der Röhre geschah jedesmal direkt vor und nach den Versuchen, indem die Punkte $e = 440$ V., $i_1 = 0$ und $e = 0$, $i_1 = 0$ durch An- und Abschalten der Spannung bei erloschenem Lichtbogen festgelegt wurden. Der Wert $i_1 = - i_0$ ist durch die senkrecht ansteigende Linie $e_a - e_z$ markiert (Fig. 5). Man kann daher aus der Kurve ziemlich genau die Werte von e_z, e_a und $\overline{i_1}$ bestimmen. Da außerdem i_0 und die Wellenlänge λ gemessen wurden, konnte die Richtigkeit der obigen Formeln durch zahlreiche Kontrollen geprüft werden. Es zeigt sich überall eine gute Übereinstimmung. Nur waren die Schwingungen $\overline{i_1}$ meist etwas intensiver und dementsprechend die Spannung e_a etwas tiefer, als man nach dem obigen schematischen Fall der Fig. 3 und 4 hätte erwarten sollen. Diese Inkongruenz erklärt sich dadurch, daß bei obigem Schema ein momentanes Zünden und nachher eine konstant bleibende Spannung am Lichtbogen angenommen wurde, während die Beobachtungen zeigen, daß die Spannung bis etwa 1 Amp. nahezu gleich der Zündspannung bleibt und dann erst abfällt. Diese höhere Spannung gleich nach dem Zünden bewirkt aber eine intensivere Schwingung $\overline{i_1}$ und dadurch ein tieferes e_a. Dies erkennt man, wenn man in der Charakteristik die Linie $i = i_0$ einzeichnet (Fig. 8). Allen Punkten links von dieser Linie entspricht

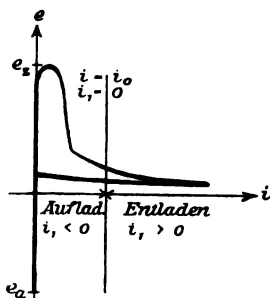


Fig. 8.

ein Aufladen der Kapazität ($i_1 < 0$), allen Punkten rechts von ihr ein Entladen der Kapazität ($i_1 > 0$). Die Schwingung wird um so intensiver, je höher die Lichtbogenspannung während des Aufladens und je tiefer sie während des Entladens ist. Das langsamere Zünden ist

demnach bis zum gewissen Grade gleichwertig einer höheren Zündspannung e_z.

Stromstärke. Die Abhängigkeit der Schwingung von der Stromstärke zeigen die Fig. 9 und 10. Sie wurden erhalten, indem

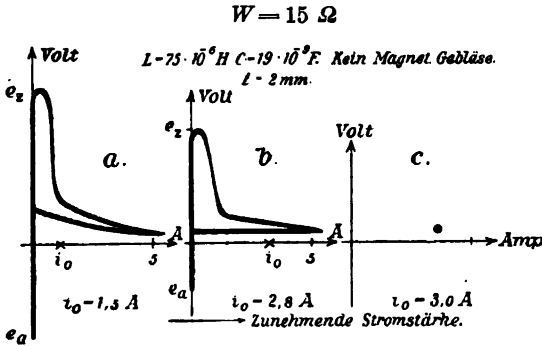


Fig. 9.

der Widerstand W_0 allmählich verkleinert wurde. Einer Vergrößerung der Stromstärke i_0 entspricht in der Fig. 6 eine Vergrößerung von β, d. h. eine Drehung der indifferenten Linie III um den Punkt e_b nach aufwärts. Die Zündspannung e_z rückt also tiefer herunter, daher e_a weiter hinauf. Dies wird noch dadurch gefördert, daß die zum Zünden nötige Spannung bei größerer Stromstärke wegen der dadurch bedingten größeren Erwärmung langsamer mit der Zeit anwächst, d. h. daß die Zündcharakteristik bei größerer Stromstärke flacher verläuft. — Bei weiter wachsender Stromstärke werden schließlich keine Schwingungen mehr möglich, der Lichtbogen brennt ruhig. Auf

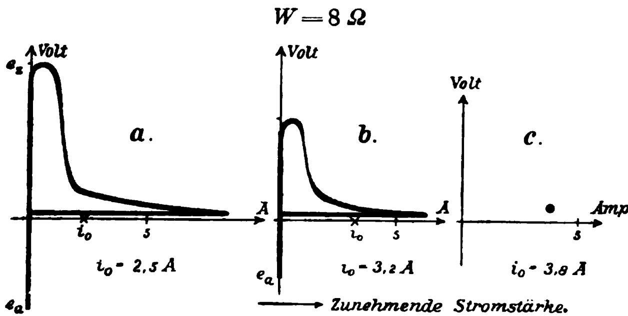


Fig. 10.

dem Fluoreszenzschirm erhält man einen Punkt. Wie weit man die Stromstärke steigern darf, hängt von der Steilheit der Zündcharakteristik und der Größe der Kapazität und der Dämpfung ab. Bei $C = 19 \cdot 10^{-3}\ MF = 9$ Flaschen lag bei der von mir verwandten Kühlung je nach der Dämpfung die Grenze etwa bei 3 — 4 Amp. ohne Magnetfeld (Fig. 9 und 10). Bei stärkerem magnetischen Gebläse konnte ich aber bis 10 Amp. gehen, entsprechend dem Umstande, daß das Magnetfeld ein schnelleres Ansteigen der Zündcharakteristik bedingt. Bei $C = 0{,}4 \,.\, 10^{-3}\ MF = 1$ ganz kleine Flasche, erhielt ich auch bei Anwendung eines starken Magnetfeldes nur Schwingungen, wenn die Stromstärke kleiner als 2 Amp. war.

Bogenlänge. Diese äußersten Werte der Stromstärke sind nur bei der größtmöglichen Bogenlänge zu erreichen, die bei kleinen Stromstärken etwa 1—3 mm, bei größeren Stromstärken 3—4 mm beträgt. Die Deformation der Fluoreszenzkurve, wenn man nur die Bogenlänge allmählich vergrößert, zeigen die Fig. 11—13. Entsprechend

$L = 75 \,.\, 10^{6} H . C = 19 \,.\, 19^{-9} F.$ Magnet. Gebläse. $i_0 = 1{,}5$ Amp.

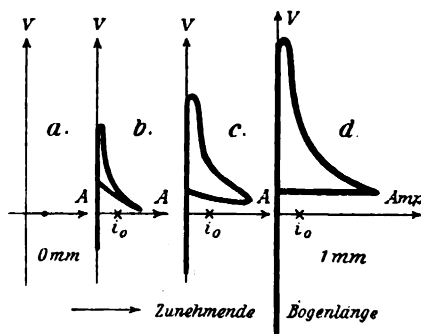


Fig. 11.

der steiler werdenden Zündcharakteristik wird die Zündspannung e_z immer höher, daher die Spannung e_a immer tiefer, die Schwingungsamplitude $\overline{i_1}$ immer größer. Da gleichzeitig die mittlere Spannung am Lichtbogen steigt, nimmt der Speisestrom i_0 ab.

Rückzünden. Bei größeren Stromstärken tritt mit wachsender Bogenlänge allmählich ein Rückzünden ein, d. h. die hohe negative Spannung $E = e_a$ an der Kapazität läßt am Ende der ersten Periode den Lichtbogen nicht erlöschen, sondern treibt durch ihn einen Strom, dessen Richtung entgegengesetzt der des Speisestromes i_0 ist. Es

Wie Fig. 11. Größere Stromstärke.

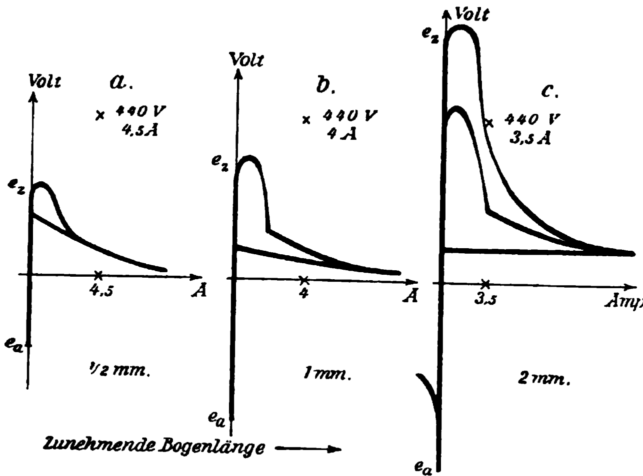


Fig. 12.

bildet dann die gekühlte Kupferelektrode die Kathode für den Lichtbogen. Dies Rückzünden tritt nur bei größeren Stromstärken auf. Bei $i_0 = 1$ Amp. (Fig. 11d) tritt es z. B. nicht ein, trotzdem die Spannung am Lichtbogen etwa —1000 Volt beträgt. Bei $i_0 = 4$ Amp. (Fig. 12b und c) tritt es ein, wenn e_a unter —500 Volt liegt. Bei $i_0 = 9$ Amp. (Fig. 13) genügen schon —200 Volt, um einen Ansatz zum Rückzünden hervorzubringen. Es sprang häufig bei einer äußerst geringen Änderung der Bogenlänge die Kurve 13b plötzlich in 13c über.

Die Erklärung für diese Erscheinungen ist folgende. Beim Rückzünden kommt es wesentlich auf die gekühlte Kupferelektrode an, da diese dann für den Lichtbogen den negativen Pol bildet. Bei kleinen Stromstärken bleibt die Kupferelektrode so kalt, daß selbst 1000 Volt für den Austritt von Elektronen nicht ausreichen. Es spielt sich dann nämlich beim Hinzünden die Wärmeentwicklung hauptsächlich am negativen Krater an der Kohle ab. Je mehr aber die Stromstärke gesteigert wird, desto stärker wird auch die Kupferelektrode mit erhitzt und läßt daher ein Rückzünden leichter zustande kommen. Zur Vermeidung des Rückzündens ist daher ein unsymmetrischer Lichtbogen mit möglichst intensiv gekühlter Anode vorteilhaft.[1]) Bei stark gedämpften Schwing-

1) Hierauf machte H. Th. Simon, Phys. Zs. 4, 737, 1903 aufmerksam. Vergl. auch dieses Jahrbuch 1, 21 f., 1907.

Wie Fig. 12. Größere Stromstärke. (Kleiner Maßstab.)

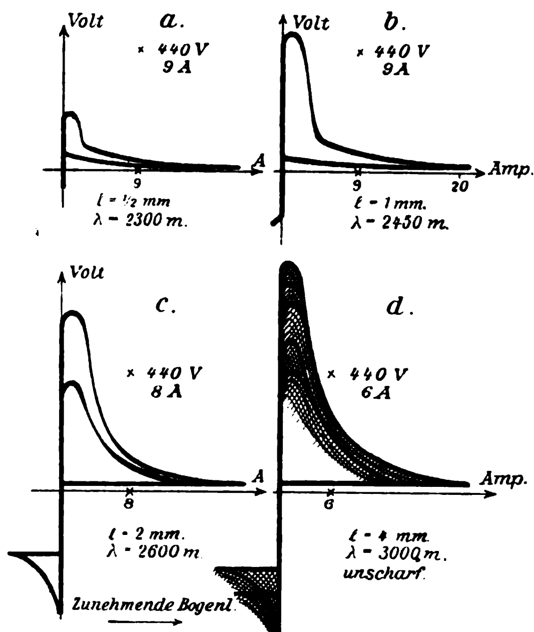


Fig. 13.

ungen kommt freilich ein Rückzünden an sich schon nicht zustande. — Sowie das Rückzünden einsetzt, werden die Schwingungen bedeutend unregelmäßiger, auf dem Schirm erscheinen meistens zahlreiche Charakteristiken überlagert (Fig. 13d), die sich auch noch hin und her bewegen. Wenn nämlich der Lichtbogen nach dem Rückzünden erlischt, so ist die Kapazitätsspannung nahezu null geworden, die Kapazität erhält sofort nach dem Erlöschen eine positive, anwachsende Ladung, die die wachsende Zündspannung schnell überholt. Der Punkt e_a (Fig. 6 und Fig. 14) rückt durch das Rückzünden nahezu auf den Wert null, sodaß das Zünden erstens bedeutend früher eintritt, zweitens sich durch kleine Unregelmäßigkeiten viel mehr ändert, da der Schnittpunkt mit der Zündcharakteristik viel unschärfer ist. Diese größere Unregelmäßigkeit beim Rückzünden zeigen auch die oszillographischen Aufnahmen langsamer Schwingungen von Blondel.[1]) Besonders kann man dort beobachten, daß, je stärker die Rückzündung ist, desto kleiner

1) A. Blondel, L'éclairage électrique **44**, 41 und 81, 1905.

die darauf folgende Amplitude wird. — Bei Fig. 12c war die Schwingung ziemlich regelmäßig, da die Kurve sich auf dem Schirm fast unbeweglich abbildete. Sie ist so zu deuten, daß die größere Schwingung die Rückzündung hervorruft, so daß die folgende Schwingung bedeutend kleiner und daher nicht imstande ist, eine Rückzündung hervorzubringen. Es folgen ganz regelmäßig eine große Schwingung mit Rückzündung und eine kleine Schwingung ohne Rückzündung aufeinander, ein Zustand, den auch Blondel bei seinen langsamen Schwingungen erhielt.[1]) Die sprunghafte Änderung von Fig. 13b nach *c* ohne eine wesentliche Änderung der Versuchsbedingungen liegt darin begründet, daß die Amplitude der großen Schwingung *c* größer als die *b* entsprechende Schwingung wird, weil sich der Lichtbogen durch die vorhergehende kleinere Schwingung nicht so stark erwärmt.

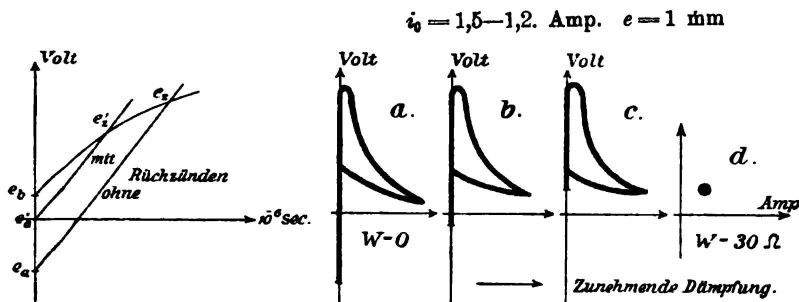


Fig. 14. Fig. 15.

Dämpfung. Wenn man den Widerstand *W* vergrößert, so erhält man Bilder, wie sie durch Fig. 15a—d dargestellt sind. Es ist sehr amüsant zu beobachten, wie bei allmählicher Vergrößerung des Widerstandes zunächst sehr bald ein etwaiges Rückzünden verschwindet, und dann der untere Schwanz der leuchtenden Kurve immer kleiner und kleiner wird, bis stets genau in dem Moment, wo er ganz verschwinden würde, die ganze Kurve zusammenfällt und nur ein leuchtender Punkt übrig bleibt, der den ruhig brennenden Lichtbogen charakterisiert. Wie ein Vergleich der Fig. 3 und 4 zeigt, besteht der Einfluß der Dämpfung darin, daß die Spannung e_a heraufrückt. Daß dadurch nicht ein früheres Zünden bei einem tieferen e_x stattfindet, hat seinen Grund in der gleichzeitigen Abnahme des Speise-

1) Desgl. H. Th. Simon, dieses Jahrbuch 1, 60, Fig. 32 f., 1907.

stromes i_0, die bei zunehmender Dämpfung wegen der größer werdenden mittleren Lichtbogenspannung erfolgt. Der „Schwanz“ wird null, wenn beim Rückschwingen am Ende der ersten Periode die Schwingung i_1 im Maximum gerade den Wert des Gleichstromes i_0 erreicht, so daß der Strom im Lichtbogen eben noch null wird. Bei der geringsten Vergrößerung des Widerstandes kommt der Lichtbogen nicht mehr zum Auslöschen und die Schwingungen hören auf. Dies habe ich oft unter den verschiedensten Bedingungen beobachtet. Es scheint mir die beste Bestätigung für die oben gegebene Theorie zu sein.

Wenn man durch Vergrößern des Widerstandes die Schwingungen zum Aufhören gebracht hat, so muß man den Widerstand um die Hälfte oder noch mehr verkleinern, damit sie wieder anfangen. Es muß nämlich durch eine Unregelmäßigkeit oder durch anwachsende Schwingungen erster Art eine derartig starke Schwingung wieder zustande kommen, daß der Lichtbogen durch sie zum Auslöschen gebracht wird. — Man kann um so größeren Widerstand W einschalten, ohne die Schwingungen zum Aufhören zu bringen, je größer $\frac{\overline{i_1}}{i_0}$, das Verhältnis der Schwingungsamplitude zum Speisestrom ist, also bei konstantem i_0, je größer $\overline{i_1}$ ist, d. h. je größer die Bogenlänge, je stärker das magnetische Gebläse, je größer die Kapazität, je kleiner die Selbstinduktion ist. Auch diese Folgerung der Theorie wurde durch die Experimente voll bestätigt. So erloschen die Schwingungen bei den durch Fig. 15 bezeichneten Bedingungen bei einer Bogenlänge von 1 mm bei einem Widerstande W von 30 Ω, bei einer Bogenlänge von $^1/_2$ mm bei $W = 15\ \Omega$. Bei größeren Stromstärken i_0 und größerem Widerstande W sind Schwingungen nur unter Anwendung eines starken magnetischen Gebläses zu erhalten.

Magnetfeld. Das Magnetfeld bewirkt einerseits durch Ausbiegen der Strombahn eine Vergrößerung der Bogenlänge, anderseits bläst es nach dem Erlöschen die vorhandenen Ionen weg, wirkt also wie eine vermehrte Kühlung. Durch beides wird ein steileres Ansteigen der Zündcharakteristik, eine Erhöhung der Zündspannung und der Schwingungsamplitude bewirkt. Nach den Versuchen tritt diese Wirkung um so auffallender hervor, je stärker die mittlere Stromstärke und je größer die Bogenlänge ist, was leicht erklärlich ist. Eine starke magnetische Einwirkung macht aber die Schwingungen unregelmäßig, besonders wenn der Schwingungskreis stark gedämpft ist. Dies beruht darauf, daß der Magnet an sich schon einen Lichtbogen ohne parallel geschalteten Schwingungskreis in Schwingungen versetzt. Darauf beruht

ja der sogen. Ruhmersche Lichtbogenunterbrecher.[1]) Dieser „unterbricht“ übrigens kaum den Strom, sondern ruft nur ziemlich hohe Spannungsschwankungen am Lichtbogen hervor, die aber wegen der notwendig vorzuschaltenden großen Selbstinduktion nur geringe Stromschwankungen hervorrufen.[2]) Der Vorgang dürfte sich so abspielen, daß der Lichtbogen so lange zur Seite geblasen wird (Fig. 16a, b), bis das wachsende Potentialgefälle so groß wird, daß der Zwischenraum an der engsten Stelle von neuem durchschlagen wird, und dadurch die alte Strombahn rasch abstirbt (Fig. 16c, d). Die neue Strombahn wird wieder zur Seite geblasen usw. Die Eigenperiode dieses Vorganges schwankt je nach der Intensität des Magnetfeldes und Lichtbogenstromes etwa zwischen 200 und 20000 Schwingungen in der Sekunde,

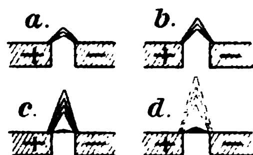


Fig. 16.

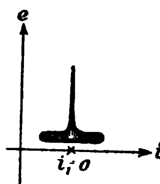


Fig. 17.

wie aus dem gleichzeitig hörbaren Tone hervorgeht. Befindet sich jetzt gleichzeitig ein Schwingungskreis parallel zum Lichtbogen, so sind zweierlei Eigenschwingungen möglich. Ein akustisches Analogon ist die Zungenpfeife, bei der man auch einerseits die Schwingungen der Zunge, anderseits die des Schalltrichters hat. Geraten im elektrischen Systeme beide Schwingungen in Resonanz, so verläuft der Vorgang so, daß das durch die Kapazitätsschwingung bedingte Auslöschen bei weit fortgeblasenem Lichtbogen stattfindet, während dann das Wiederzünden an der engsten Stelle erfolgt. Tritt dagegen keine Resonanz ein, so wird sich immer die stärkere Schwingung ausbreiten, was die Versuche bestätigten. Bei schwachem Magnetfelde oder bei wenig gedämpftem Schwingungskreis war daher von der magnetischen Eigenschwingung nichts zu merken. Bei starkem Magnetfelde und besonders bei stark gedämpftem Schwingungskreise ($W = 30\ \Omega$) trat fast ausschließlich die magnetische Eigenschwingung hervor. Auf dem Fluoreszenzschirm erschien dabei das in Fig. 17 wiedergegebene Bild. Es treten

1) E. Ruhmer, E.T.Z. **26**, 382, 1905. (Anm. d. R.: Vergl. d. Jahrb. **1**, 184, 1907.)

2) Vergl. H. Th. Simon, l. c. S. 66, Fig. 34, der dieselbe Auffassung vertritt.

ziemlich starke Spannungsschwankungen am Lichtbogen auf, während der Schwingungskreis kaum erregt wird. Die Stromstärke bleibt in ihm fast null. Bei schwächerer Dämpfung des Schwingungskreises erschien oft ein der Fig. 18 ähnliches Bild, das wohl als eine Superposition der beiden Schwingungen zu erklären ist. Im allge-

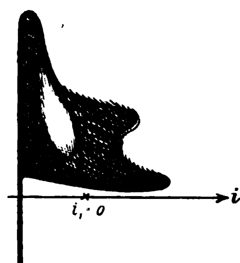


Fig. 18.

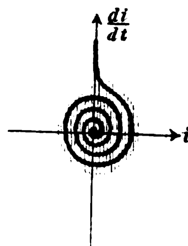


Fig. 19.

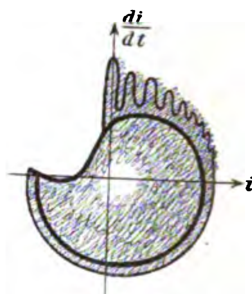


Fig. 20.

meinen war die Erscheinung sehr unregelmäßig und verwaschen, zuweilen aber traten die in Fig. 18 gezeichneten eigentümlichen spiraligen Kurven ganz scharf und deutlich hervor. Äußerlich machte sich das Hervortreten der magnetischen Eigenschwingungen durch einen hohen quiekenden Ton bemerkbar, während der Lichtbogen bei regelmäßigen Schwingungen fast lautlos brennt. Um den Stromverlauf noch besser studieren zu können, legte ich an die Ablenkungsplatten der Braunschen Röhre nicht die Lichtbogenspannung, sondern die Spannung an der Selbstinduktionsspule L. An Stelle der Fig. 17 und 18 erschienen dann die Kurven Fig. 19 und 20. Fig. 19 zeigt, daß der Schwingungskreis bei jeder durch den Magneten hervorgerufenen plötzlichen Spannungsschwankung einen Anstoß erhält und dann frei in einer gedämpften Schwingung abklingt. Eine solche bildet sich nämlich als logarithmische Spirale ab. In Fig. 20 sieht man auch deutlich die Überlagerung zweier Schwingungsvorgänge. Doch ist ihre Erklärung nicht so einfach.

Schwingungsdauer. Die Schwingungsdauer ändert sich immer, wenn sich das Verhältnis $\frac{\bar{i}_1}{\bar{i}_0}$ ändert, und zwar nahezu proportional mit diesem. Wird z. B. $\bar{i}_1$ größer, während i_0 konstant bleibt, so wird der Flächeninhalt I (Fig. 3 oder 4) größer, indem seine Spitze höher hinaufreicht, während seine Basis, die Zeitdauer $\frac{T_0}{2} = \pi \sqrt{LC}$, kon-

stant bleibt. Daher muß auch der Flächeninhalt II zunehmen, da $I = II$ sein muß. Ändert sich nun die Höhe i_0, so muß II statt dessen breiter werden, die Dauer T_2 der zweiten Periode muß größer werden. Die Schwingungsdauer wird daher länger, wenn man

1. Den Speisestrom i_0 verkleinert.
2. Die Bogenlänge vergrößert ($\overline{i_1}$ größer).
3. Das magnetische Gebläse oder die Kühlung verstärkt ($\overline{i_1}$ größer).
4. Die Dämpfung vergrößert (i_0 kleiner, $\overline{i_1}$ konstant, dieser Einfluß ist aber nur gering).

Diese Resultate wurden durch Messung der Wellenlänge mittels des Wellenmessers bestätigt. So wurde z. B. bei Fig. 13 bei *a*) $\lambda = 2300$ m; *b*) $\lambda = 2450$ m; *c*) $\lambda = 2600$ m; *d*) $\lambda = 3000$ m gemessen, Werte, die mit den nach der Formel berechneten gut übereinstimmen. Die durch Funkenentladung an Stelle des Lichtbogens gemessene Eigenschwingung fand sich zu $\lambda = 2250$ m.

IV. Folgerungen.

Die Praxis fordert von den Schwingungen:

1. daß sie scharfe, gleichmäßige Resonanz geben;
2. daß man ihnen bei hoher Frequenz große Energiemengen entziehen kann.

1. Was den ersten Punkt betrifft, so muß man zunächst einen regelmäßigen Schwingungszustand haben, darf also kein zu starkes Magnetfeld anwenden und muß Rückzündungen vermeiden, was am einfachsten durch starke Dämpfung geschieht. Ferner muß die Amplitude der Schwingung konstant bleiben, da sich ja mit ihr die Schwingungsdauer verändert. Ferner sollten die Schwingungen möglichst sinusförmig sein. Dies ist aber nur der Fall, wenn die Zeit T_2, während der der Lichtbogen erloschen ist, bedeutend kleiner als die ganze Schwingungsdauer $T = T_1 + T_2$ ist, oder, was auf dasselbe hinauskommt, wenn $\overline{i_1}$ fast gleich i_0 ist. Die Abweichung der Schwingungsdauer T von der Eigenschwingung $T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$ sollte nicht mehr als 5 % betragen. Man erhält sonst sehr stark ausgeprägte Oberschwingungen, so daß z. B. bei einer Grundschwingung von 2400 m der Wellenmesser stark bei 1200, 800, 600, 480, 400, 343, 300 m anspricht.[1] Ganz lassen sich diese Oberschwingungen überhaupt nicht

1) Diese Oberschwingungen sind hervorragend geeignet, verschiedene Meßbereiche eines Wellenmessers zu eichen, da sich ihre Wellenlängen absolut genau wie 1:2:3:4... verhalten.

vermeiden und man muß sich beim Messen der Wellenlänge sehr vorsehen, daß man nicht die manchmal stärkeren Oberschwingungen für die Grundschwingung hält. Man könnte daran denken, gerade diese Oberschwingungen zu verwenden. Um sie stark hervortreten zu lassen, muß man die Dauer T_2 des Erloschenseins groß gegen die Dauer T_1 des Brennens, oder was damit gleichbedeutend ist, $\bar{i}_1$ groß gegen i_0 machen. Die erste Oberschwingung $\left(T' = \frac{T_1 + T_2}{2}\right)$ tritt z. B. besonders hervor, wenn man $T_2 = 3\ T_1$ macht. Wegen des großen Einflusses von T_2 wird dann aber die Schwingungsdauer bedeutend unregelmäßiger. Denn das unregelmäßige Zünden, das den Endpunkt von T_2 bestimmt, bildet die Hauptursache aller Unregelmäßigkeiten. Auch ist bei großen $\frac{\bar{i}_1}{i_0}$ ein Rückzünden schwerer zu vermeiden. Der Vorteil ist, daß man bei gleichem T_2 eine etwa sechsmal so hohe Frequenz erhält. Voraussichtlich läßt sich durch Koppelung mit einem weiteren möglichst wenig gedämpften Schwingungskreise eine größere Regelmäßigkeit erzielen, da die Rückwirkung dieses Kreises regulierend auf den Moment der Zündung einwirkt.

2. Die Höhe der Frequenz und die Energie, die man den Schwingungen entziehen darf, sind wesentlich von der Steilheit der Zündcharakteristik abhängig, d. h. davon, wie schnell der Lichtbogen sich nach dem Erlöschen abkühlt, wie schnell er wieder „aktiv“ wird. Die abgegebene Energie läßt sich nahezu durch den Ausdruck $\frac{C(e_x - e_b)^2}{2}\left(1 - \varepsilon^{-\frac{W}{2L}T_1}\right)$ darstellen. Sie ist also sehr nahe proportional dem Quadrate der Zündspannung e_x. Bei welcher Spannung e_x der Lichtbogen wieder zündet, hängt aber bei einer bestimmten Zündcharakteristik nur davon ab, wie lange der Lichtbogen erloschen bleibt, von der Dauer T_2. Es gilt ganz allgemein: Je langsamer die Schwingungen (je größer T_2), desto größer die abzugebende Energie (desto größer e_x). Ist die Zündcharakteristik steiler, so kann man entweder bei derselben Dauer T_2 eine höhere Zündspannung e_x' erzielen, oder dieselbe Zündspannung e_x bei einer kürzeren Dauer T_2' (Fig. 21). Die Dauer T_2 ist aber für die ganze Schwingungsdauer T maßgebend, da T je nach der Güte der Resonanzfähigkeit in einem bestimmten Verhältnis zu T_2 stehen muß. Dies Verhältnis kann man immer z. B. durch geeignete Wahl der Selbstinduktion herstellen, da diese wohl die Dauer T_1 der Entladung, nicht aber T_2 beeinflußt.

Man hat überhaupt eine gewisse Freiheit in der Wahl der Größen. So erhält man in dem obigen schematischen Fall Schwingungen von ganz derselben Wellenlänge und derselben Form, nur der doppelten Amplitude, wenn man die Stromstärke i_0 und die Kapazität verdoppelt und gleichzeitig den Dämpfungswiderstand und die Selbstinduktion um die Hälfte verkleinert und annimmt, daß die Zündcharakteristik und somit auch die Zündspannung e_z dieselbe bleibt. Die abgegebene Energie würde sich dabei verdoppeln. In Wirklichkeit verläuft freilich die Zündcharakteristik bei größerem Strome flacher. Man erhält daher im zweiten Fall eine tiefere Zündspannung und dadurch nicht ganz die doppelte Energieabgabe.

Daß die Abweichung von dem schematischen Fall, die in dem langsamen Zünden des Lichtbogens besteht, höchst vorteilhaft auf die

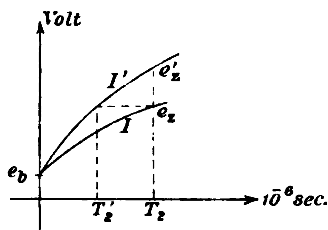


Fig. 21.

Leistungsfähigheit wirkt, wurde schon oben erwähnt. Nach den neueren Versuchen von Simon und Malcolm[1]) erhält man bei einem gekühlten Gleichstromlichtbogen in Wasserstoff bis etwa 1 Amp. einen Glimmstrom mit hoher Spannung an den Elektroden. Es ist darnach höchstwahrscheinlich, daß bei den Schwingungen der plötzliche Spannungsabfall, der bei etwa 1 Amp. eintritt, mit dem Überspringen des Glimmstromphänomens zum eigentlichen Lichtbogen identisch ist. Ein großer Vorteil des Wasserstoffes beruht dann auf der langen Aufrechterhaltung des Glimmstromphänomens. Es ist darnach unzweckmäßig, in Wasserstoff mit der Stromstärke zu weit herunterzugehen, da man dann während der ganzen Schwingung im Glimmstromgebiet bleibt und die mit dem Übergang zum Lichtbogen verbundene günstige Spannungsänderung nicht ausnutzt.

Zur Aufklärung vieler Einzelheiten und für die Praxis wichtiger Fragen sind weitere Beobachtungen erforderlich. Hier kam es haupt-

1) H. Th. Simon und H. W. Malcolm, Phys. Zs. 8, 471, 1907.

sächlich darauf an, das Wesen des Schwingungsvorganges und den Einfluß der wichtigsten Faktoren aufzuklären, sowie eine Meßmethode anzugeben, nach der sich an Hand der Theorie leicht weitere Fragen werden beantworten lassen.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität.

(Eingegangen 29. Oktober 1907.)

Absolute Messung der Wellenlänge elektrischer Schwingungen.

Von

H. Dießelhorst.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Die Entwicklung der drahtlosen Telegraphie hat aus dem weiten Gebiet der elektrischen Schwingungen eine Gruppe besonders hervorgehoben, die sich durch gewisse charakteristische Eigenschaften von allen Schwingungen unterscheidet, deren Wellenlänge einer anderen Größenordnung angehört. Diese Gruppe, zu deren Bezeichnung der Name „Hochfrequenzströme“ gebraucht wird, liegt etwa in der Mitte zwischen den kurzen Wellen, mit denen Hertz operierte, und den langsamen Schwingungen der gewöhnlichen Wechselstromtechnik. Sie ist beherrscht vom Resonanzprinzip und dadurch vom Gebiet der langsamen Wechselströme geschieden, wo dies Prinzip nur in vereinzelten Fällen praktische Bedeutung hat.

Auch bei den Hertzschen Wellen nimmt das Resonanzprinzip nicht die dominierende Stellung ein, wie bei den Hochfrequenzströmen. Die Wellenlänge der Hertzschen Schwingungen ist von derselben Größenordnung wie die Dimensionen der Apparate, mit denen man experimentiert. Daher lassen sich Kapazität und Selbstinduktion nicht scharf scheiden, was bei den Apparaten der Hochfrequenztechnik fast immer möglich ist.

Für das Gebiet der Hertzschen Wellen ist charakteristisch der offene Sender mit nicht quasistationärem Strom, starker Strahlung und einer ganzen Reihe von Eigenschwingungen. Der analoge Sender

existiert zwar auch im Hochfrequenzgebiet, nimmt aber hier extrem große Dimensionen an, wie bei den Antennen der drahtlosen Telegraphie. Dafür tritt beim Arbeiten im Laboratorium ein anderer Schwingungskreis in den Vordergrund, nämlich der durch eine Selbstinduktionsspule geschlossene Kondensator. Ein solcher Kreis hat nur eine Eigenperiode, führt quasistationären Strom und strahlt nicht.

Die Folge dieser Verhältnisse ist, daß die ganze Experimentiertechnik im Hochfrequenzgebiet sich von der der benachbarten Gebiete nicht unwesentlich unterscheidet. Die folgenden Beispiele mögen dies illustrieren:

Eine zur Messung von Wechselströmen viel benutzte Anordnung ist die Paalzow-Rubenssche Bolometerschaltung in der Doppelbrücke [1]), die das Eindringen des Gleichstroms in die Wechselstromquelle und des Wechselstroms in den Gleichstromkreis sehr sinnreich vermeidet. Im Hochfrequenzgebiet läßt sich die Trennung von Wechsel- und Gleichstrom auf noch einfachere Weise erreichen. Ein Blockkondensator schirmt Gleichstrom ab und läßt Hochfrequenzstrom ungeschwächt durch, die Drosselspule bewirkt das Umgekehrte. Die Paalzow-Rubenssche Anordnung läßt sich daher durch die in Fig. 4 skizzierte ersetzen. Das gleiche gilt für die Klemenčičsche kreuzförmige Anordnung des Thermoelementes, anstatt deren im Hochfrequenzgebiet bei Verwendung von Blockkondensator und Drosselspule ein einfaches Thermoelement genügt.

Ein wichtiger Punkt beim Arbeiten mit Hertzschen Wellen ist die Zuleitung vom Induktor zum Sender, die durch elektrolytische Widerstände oder nach Righi durch besondere Zuleitungsfunkenstrecken erfolgen muß. Im Hochfrequenzgebiet genügt stets und ist oft kaum erforderlich, die von Drude aufgestellte Bedingung, die Zuleitung unmittelbar an die Funkenstrecke zu legen. Häufig kann man sie ohne Nachteil direkt zum Kondensator führen, falls dies aus irgendeinem Grunde bequemer ist. Es empfiehlt sich natürlich, die einfache Drudesche Regel zu befolgen, wenn es auf äußerste Beseitigung der Dämpfung ankommt.

Der Wellenlängenbereich der Hochfrequenzströme, soweit sie in der drahtlosen Telegraphie Anwendung finden, liegt etwa zwischen 100 und 5000 m, was Schwingungszahlen zwischen 3 Millionen und 60000 in der Sekunde entspricht.

Dönitz [2]) hat das Verdienst, auf die Anregung von A. Franke, zurückgreifend auf die wohl zuerst von Zenneck in der Praxis angewendete

1) Wied. Ann. **37**, 529, 1889.

2) Joh. Dönitz, E.T.Z. **24**, 920, 1903.

Bjerknessche Resonanzmethode, aus einem stetig veränderlichen Kondensator, wie er von Koepsel schon angegeben war, in Verbindung mit mehreren auswechselbaren Selbstinduktionsspulen das erste technisch durchgearbeitete Meßinstrument konstruiert zu haben, welches der Natur des Hochfrequenzgebietes angepaßt ist, d. h. auf den charakteristischen Eigenschaften der Resonanz und des quasistationären Zustandes beruht. Der etwa gleichzeitig mit dem Dönitzschen Wellenmesser entstandene Slabysche Multiplikationsstab [1]), der sich durch große Einfachheit auszeichnet, ist nicht in gleichem Maße dem Hochfrequenzgebiet angepaßt. Er benutzt wohl die Resonanz, aber nicht den quasistationären Zustand; und darauf beruht sein hauptsächlichster Mangel, die große Kapazitätsempfindlichkeit.

Der Dönitzsche Wellenmesser, an den sich noch eine Reihe späterer Konstruktionen anschließt [2]), ist nicht nur in der Praxis der drahtlosen Telegraphie, sondern auch im Laboratorium bei allen Arbeiten mit Hochfrequenzströmen ein außerordentlich schätzbares und jetzt schon ganz unentbehrliches Instrument. Sorgfältig benutzt, läßt es Messungen mit einer inneren Übereinstimmung von etwa 1 Promille zu, was für Arbeiten auf diesem Gebiete vorläufig eine große Genauigkeit bedeutet.

Es ist selbstverständlich, daß der Wellenmesser erst dann seine Aufgabe ganz erfüllen kann, wenn er nach einer absoluten Skala geeicht ist. Die Aufgabe, eine solche Skala in zuverlässiger Weise aufzustellen und festzuhalten, ist in der Reichsanstalt in Angriff genommen und zu einem vorläufigen Abschluß gebracht, über den hier berichtet werden soll.

Ein Anfang war schon vor einigen Jahren von Herrn Gehrcke gemacht, der einen Satz Slabyscher Multiplikationsstäbe für Wellenlängen zwischen 12 und 500 m mit Hilfe des Lecherschen Doppeldrahtsystems eichte. [3]) Da die Multiplikationsstäbe bei weitem nicht die Genauigkeit des Dönitzschen Wellenmessers geben, konnten diese Versuche später nicht mehr die Grundlage der Skala bilden. Aber immerhin war für das Methodische einige Erfahrung gewonnen.

Schon früher waren von Drude [4]) Wellenlängen elektrischer Schwingungen absolut gemessen. Drude hat ebenfalls das Lechersche Drahtsystem benutzt und außerdem, um dessen Länge zu verkürzen, an das eine Ende einen Plattenkondensator gehängt. Die Eigenwellenlänge dieses Systems fand er durch Rechnung aus der Kapazität des

1) A. Slaby, E.T.Z. 24, 1007, 1903.

2) Vgl. E. Nesper, die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. Leipzig 1907; auch ds. Jahrbuch 1, 112, 1907.

3) E. Gehrcke, E.T.Z. 26, 697, 1905.

4) P. Drude, Ann. d. Phys. 9, 614, 1902; E.T.Z. 26, 339, 1905.

Kondensators und den Dimensionen des Drahtsystems. In seinen Messungen war er bis zu Wellenlängen von etwa 300 m gegangen.

Dönitz hatte, um eine Skala zu gewinnen, die Wellenlängen aus Selbstinduktion und Kapazität seines Wellenmessers nach der Thomsonschen Formel berechnet. Aber die gewonnenen Werte konnten nicht sehr genau sein [1]), weil die Form der benutzten Spulen für diesen Zweck nicht günstig, sondern mehr aus Rücksicht auf Handlichkeit gewählt war. Bei sorgfältiger Ausgestaltung kann dies Verfahren jedoch gute Resultate geben.

Eine dritte Methode der absoluten Wellenlängenmessung liefert die Auswertung der Bilder, die man nach Feddersen [2]) durch Photographie des am rotierenden Spiegel reflektierten Entladungsfunkens erhält. Wie brauchbar dies Verfahren ist, zeigt schon der Umstand, daß es Feddersen bei seinen ersten Versuchen gelang, in dem Frequenzbereich, um den es sich hier handelt, Messungen mit nur etwa 2% wahrscheinlichem Fehler zu machen.

Normalinstrumente.

Im Anschluß an die Versuche von Drude und Gehrcke war zunächst beabsichtigt, eine absolute Methode so auszugestalten, daß in einfacher und zuverlässiger Weise die Eichung jedes beliebigen Wellenmessers danach vorgenommen werden konnte. Es stellte sich aber bald heraus, daß es viel zweckmäßiger ist, eine Anzahl zuverlässiger Normalien herzustellen, mit denen die zu prüfenden Wellenmesser verglichen werden können. Ganz ebenso werden ja für die Prüfung von Widerständen, Selbstinduktionen etc. seit langer Zeit Normalien in der Reichsanstalt aufbewahrt.

Als solches Normal wurde zunächst von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie ein Wellenmesser beschafft, der genau dem von Dönitz beschriebenen Modell entsprach. Das Instrument besteht aus einem variabeln Kondensator und drei auswechselbaren Selbstinduktionsringen und umfaßt damit einen Meßbereich von etwa 100 bis 1150 m Wellenlänge. Außerdem wurden 5 Spulen von größerer Selbstinduktion hergestellt, die den Meßbereich nach oben bis zu 2700 m erweiterten.

Der Kondensator war mit Paraffinöl gefüllt. Da es zu gewagt erschien, sich auf seine Unveränderlichkeit zu verlassen, wurde außerdem ein variabler Luftkondensator beschafft, der mit den Selbstinduktionsspulen verbunden einen zweiten Normalwellenmesser lieferte.

1) Joh. Dönitz, E.T.Z. 25, 119, 1904.

2) W. Feddersen, Pogg. Ann. **113**, 437, 1861; **116**, 132, 1862.

Es handelte sich also darum, diese beiden Normalapparate absolut zu eichen, wozu alle drei oben erwähnten Methoden benutzt wurden Nach der Lecherschen Methode erhält man direkt die Wellenlängen, nach den beiden anderen die Schwingungsdauer in absolutem Maß. Um aus der Schwingungsdauer die Wellenlänge zu berechnen, hat man mit der Lichtgeschwindigkeit zu multiplizieren, für die eine große Anzahl zum Teil recht genauer Bestimmungen vorliegt. Als wahrscheinlichster Wert der Lichtgeschwindigkeit wird $v = 2{,}9985 \cdot 10^{10}$ cm/sec angenommen.[1])

Bei der Methode der Berechnung aus Selbstinduktion und Kapazität läßt sich die Eigenperiode des Wellenmessers für jede Einstellung finden, ohne daß man Schwingungen in ihm zu erregen braucht. Bei den anderen Methoden ist dies nötig. Zu dem Zweck wurde ein fremder Oszillatorkreis mit Funkenstrecke hergestellt. Mit diesem Kreis wurde einmal der Wellenmesser erregt und die Resonanzstellung bestimmt, und zweitens wurde die Wellenlänge des Oszillators absolut gemessen, entweder indem man mit ihm ein Lechersches Doppeldrahtsystem erregte, oder indem man eine Photographie des Funkens mit rotierendem Spiegel herstellte. Für eine große Zahl verschiedener Wellen wurde dies durchgeführt.

Wir wollen nun zunächst den Oszillatorkreis mit seinen Hilfsapparaten beschreiben, dann die Bestimmung der Resonanzstellung des Wellenmessers und darauf die drei absoluten Methoden zur Bestimmung der Wellenlänge bezw. Frequenz.

Erregerkreis.

Ein Boasscher 25 cm Induktor J (Fig. 1) wurde mit Wechselstrom von 50 Perioden betrieben. Die Sekundärspule lud drei Leydener Flaschen C auf, deren Kapazität (zusammen etwa 0,012 Mikrofarad) so bemessen war, daß der Sekundärkreis des Induktors sich in Resonanz mit der Periode des Wechselstroms befand. Der Entladekreis der drei Leydener Flaschen mit der Selbstinduktionsspule L und der Funkenstrecke F diente als Erreger. Die verschiedenen Wellenlängen wurden durch Variieren von L hergestellt; doch ließen sich kürzere Wellen als etwa 400 m wegen der Größe der Kapazität C nicht

1) Vgl. Winkelmann, Handbuch der Physik, Band 6, Optik S. 479. Prinzipiell kann man natürlich die Bestimmung derselben Wellenlänge nach den verschiedenen Methoden auch als Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit auffassen. Bisher sind die Versuche jedoch nicht so vollkommen, daß sie als Präzisionsmessung der Lichtgeschwindigkeit gelten könnten.

so bequem erhalten. Für diesen Bereich wurde folgende Anordnung getroffen.

Mit dem ersten Kreise wurde ein zweiter von großer Selbstinduktion L' und kleiner Kapazität C_1 gekoppelt (Fig. 2), der auf den ersten abgestimmt war, so daß C_1 regelmäßig im Tempo der Schwin-

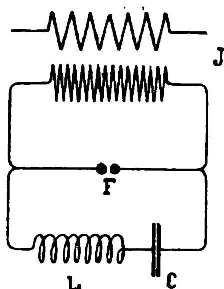


Fig. 1.

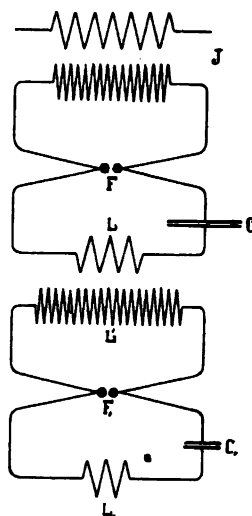


Fig. 2.

gungen des ersten Kreises aufgeladen wurde. C_1 hatte wieder einen Entladekreis mit der Selbstinduktion L_1 und der Funkenstrecke F_1, der den Erreger für die kürzeren Wellen bildete.

C_1 war ein von Herrn Lasser konstruierter und in der Werkstatt der Reichsanstalt gebauter stetig variabler Plattenkondensator aus 5 runden Platten von 1 m Durchmesser (Fig. 3). Der Abstand der Platten konnte mittels einer scherenförmigen Konstruktion durch Drehen einer Kurbel zwischen 2 und 10 cm variiert werden.

Als Selbstinduktionen wurden verschiedene Spulen aus Kupferband oder aus massivem dicken Kupferdraht verwendet, von denen eine beliebige Anzahl Windungen in den Kreis eingeschaltet werden konnte.

Zuweilen war es erwünscht, die Wellenlänge des Erregers stetig verändern zu können. Für diesen Zweck wurden nach dem Prinzip des Wienschen Selbstinduktionsvariators mehrere stetig veränderliche Selbstinduktionen in der Werkstatt der Reichsanstalt hergestellt.



Fig. 3.

Resonanzeinstellung des Wellenmessers.

Die Spule des Wellenmessers wurde in loser Koppelung von dem beschriebenen Oszillator erregt. Zur Messung der Schwingungsenergie im Wellenmesser diente zu Anfang ein dem Dönitzschen Instrument beigegebenes Luftthermometer, später ein Bolometer in der nachstehend skizzierten Schaltung. *a* und *b* (Fig. 4) sind zwei nahe gleiche Bolo-

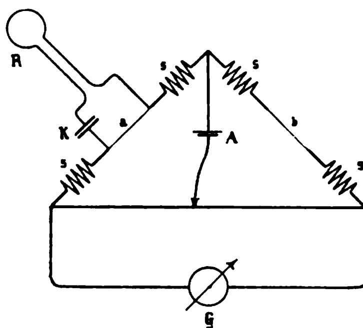


Fig. 4.

meterdrähte (Platindraht von 0,02 mm Durchmesser und ca. 2 cm Länge im Vakuum). *ss* sind Drosselspulen aus Kupferdraht. *R* ist die Spule, die mit dem Wellenmesser induktiv gekoppelt wird, *K* ein Blockkondensator (2 *MF*), *A* und *G* Akkumulator und Galvanometer.

Die Bestimmung der Resonanzstellung kann je nach dem Grade der erwünschten Genauigkeit auf drei Weisen gemacht werden.

1. Man stellt den variablen Kondensator so ein, daß der Bolometerausschlag ein Maximum wird.
2. Man bestimmt zwei Kondensatorstellungen auf verschiedener Seite der Resonanzlage, die gleichen Bolometerausschlag geben, und nimmt das Mittel.
3. Man beobachtet die ganze Resonanzkurve und bestimmt daraus graphisch die Lage des Maximums.

Die letzte Methode ist zwar die umständlichste, liefert aber die größte Genauigkeit und wurde deshalb stets angewandt. Daß die Resonanzkurve zugleich die Dämpfung liefert, war für den Zweck der Arbeit ohne Bedeutung. Es genügte, sich zu überzeugen, daß die Dämpfung hinreichend klein war, um Resonanzmethoden und die Thomsonsche Formel anwenden zu können. Das war ausreichend erfüllt, da das logarithmische Dekrement der Oszillatorkreise 0,1 nie wesentlich überstieg, und das der Wellenmesser noch beträchtlich kleiner war.

Messung am Lecherschen Drahtsystem.

Das Drahtsystem (Fig. 5) bestand aus zwei parallel ausgespannten Kupferdrähten von 1 mm Durchmesser. Etwa 20 m davon waren in dem zu ebener Erde gelegenen Laboratoriumsraum vom Fenster aus der Länge nach durch das Zimmer und wieder zum Fenster zurückgeführt. Aus dem geöffneten Fenster gingen die Drähte ins Freie und auf einer Strecke von 70 m zweimal hin und zurück, so daß das ganze System eine Länge von etwa 300 m besaß. Daß die Biegestellen keinen Einfluß auf die Wellenlänge haben, ist schon mehrfach festgestellt[1]) und wurde auch durch eigene Versuche kontrolliert. Der Abstand der Drähte betrug 2 cm und war durch eine Anzahl eingesteckter dünner gekerbter Ebonitstückchen gewahrt. Ebensolche Ebonitplättchen stützten das Drahtsystem auf der 70 m-Strecke an drei oder vier Stellen. Der im Laboratorium ausgespannte Teil konnte entweder an ein Ende des ganzen Systems (Schaltung *A*) oder auch zwischen zwei der vier 70 m-Stücke (Schaltung *B*, Fig. 5) gefügt werden.

1) Vgl. z. B. P. Drude, E.T.Z. 26. 340, 1905.

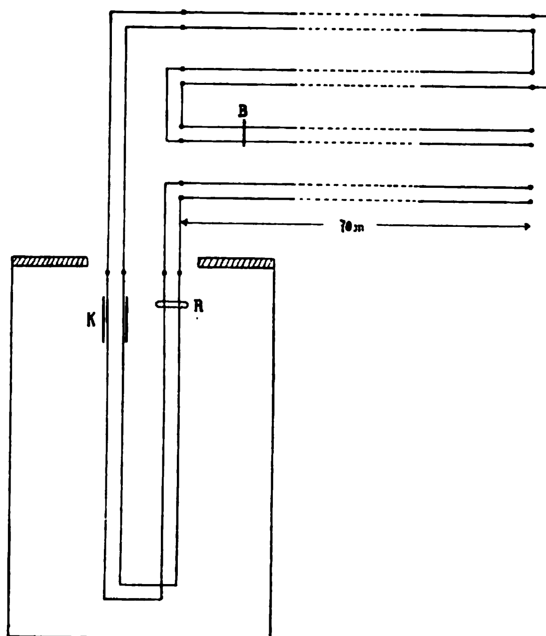


Fig. 5.

Das Drahtsystem wurde sowohl mit einem offenen Ende für Messung von Viertelwellen, als auch beiderseits geschlossen für halbe Wellen benutzt. Um z. B. eine langsame Schwingung am Drahtsystem als Viertelwelle zu messen, wurde Schaltung *B* hergestellt. Die Koppelungsstelle *K* mit dem Oszillatorkreis im Laboratorium war dann von dem draußen gelegenen offenen Ende des Drahtsystems so weit entfernt, daß hinreichende Energieübertragung stattfand. Bei dieser Anordnung ließ es sich meist einrichten, daß das Vakuumrohr *R*[1]), dessen Aufleuchten die Resonanz anzeigte, sich im verdunkelten Zimmer befand, während der Drahtbügel *B* von einem Gehilfen draußen verschoben wurde. Ein Glockensignal bewirkte die Verständigung. Die Messung geschah so, daß der Gehilfe in gleichmäßigem Tempo über die Resonanzstelle hinausging, auf Signal umkehrte und auf ein anderes Signal an der Stelle maximalen Leuchtens Halt machte. Für jede Messung wurde dies wenigstens 6 mal wiederholt und zwar so, daß die

1) Das Rohr war nach Warburgs Verfahren mit elektrolytisch eingeführtem Natrium versehen.

Richtung der Verschiebung, bei welcher das Haltsignal erfolgte, gleich oft nach beiden Seiten lag. Die Genauigkeit der Einstellung, die auf diese Weise erzielt wurde, betrug im Durchschnitt etwa 2 Promille.

Die längste Welle, die am Drahtsystem gemessen wurde, war 1100 m. Für die Wellen über 600 m kam nur die Viertelwellenlängenmessung in Betracht. Kürzere wurden außerdem als halbe und zuweilen auch als $^3/_4$, ganze und $^5/_4$ Wellen beobachtet. Man fand z. B.:

aus der Messung von	$\frac{1}{4}\lambda$,	$\frac{1}{2}\lambda$,	$\frac{3}{4}\lambda$,	λ,	$\frac{5}{4}\lambda$
für λ die Werte	169,8	170,3	169,4	169,3	169,6,
im Mittel also	$\lambda = 169{,}7$ m.				

Die Stärke und Stelle der Koppelung, der benutzte Teil des Drahtsystems, das ja verschiedene Schaltungen zuließ, wurden mehrfach bei demselben Versuche verändert, zeigten aber niemals eine merkbare Wirkung auf die Einstellung.

Feddersensche Funkenphotographie.

Ein rotierender Planspiegel reflektierte das vom Entladungsfunken des Erregerkreises kommende Licht in ein Fernrohrobjektiv, durch welches die Abbildung auf einer photographischen Platte bewirkt wurde. Die Funkenstrecke bestand aus dünnen vorn abgerundeten Kadmiumstäbchen, die den Ort des Funkens gut definierten. Um etwaige Fehler durch Wandern des Funkens zu vermeiden, wurde außerdem der Abstand A des Spiegels vom Funken recht groß gemacht (3 bis 5 m). Ist n die Umdrehungszahl des Spiegels pro Sekunde, T die Periodendauer der Schwingung, so legt das Spiegelbild des Funkens in der Zeit T den Weg zurück $l = 4\pi A n T$.

Bezeichnet d die entsprechende mikrometrisch ausmeßbare Distanz zweier gleichsinniger Oszillationen auf der photographischen Platte, so ist $\frac{l}{d}$ das Verhältnis zwischen Gegenstandsgröße und Bildgröße, das sich durch einen einfachen Versuch direkt bestimmen läßt.

Eine Martenssche Skala mit leuchtenden Teilstrichen (in cm geteilt), wurde genau an den Ort des Funkens gebracht und nach Reflexion im ruhenden Spiegel photographiert.

Gibt die Skalenlänge l' die Bildlänge d', so erhält man den Wert des Verhältnisses $\frac{l}{d}$ gleich $\frac{l'}{d'}$, daraus berechnet sich die Schwingungsdauer

$$T = \frac{d}{4\pi A n} \cdot \frac{l'}{d'},$$

und mit Hilfe der Lichtgeschwindigkeit v die Wellenlänge

$$\lambda = \frac{v\,d}{4\,\pi\,A\,n}\,\frac{l'}{d'}.$$

Die Tourenzahl n wurde mit elektrischem Kontakt und Chronograph bestimmt. Die Ausmessung der Photographien geschah mit etwa 20facher Vergrößerung. Im Durchschnitt waren etwa die ersten 20 Oszillationen eines Funkenbildes für die Ausmessung brauchbar.

Zuweilen zeigten die Bilder eine geringe Änderung der Periode während der Schwingung, die über die durch Wandern des Funkens möglichen Fehler hinauszugehen schien. Solche Photographien, bei welchen der Mittelwert hierdurch zweifelhaft wurde, blieben unbenutzt.

Berechnung der Schwingungsdauer aus Selbstinduktion und Kapazität.

Ein quasistationärer Schwingungskreis, in dem Selbstinduktion L und Kapazität C sich scharf scheiden lassen, hat die Eigenperiode

$$T = 2\,\pi\sqrt{L\,C}.$$

L und C sind im ($C\,G\,S$) System oder auch in Henry und Farad zu messen. Die Trennung von Selbstinduktion und Kapazität darf, wenn es sich um exakte Messungen handelt, nur als angenähert erfüllt betrachtet werden. Eine einfache Methode, die etwa erforderliche Korrektion zu finden, ergibt sich auf folgende Weise:

Die Spule vom Selbstinduktionsbetrag L hat eine gewisse verteilte Kapazität, die man für Näherungsrechnungen durch eine ideale an den Enden der Spule liegende Kapazität sich ersetzt denken kann. Den Wert dieser idealen Kapazität, die mit c bezeichnet sein möge, findet man durch eine Messung der Eigenperiode T_0 der offenen Spule aus der Formel

$$T_0 = 2\,\pi\sqrt{L\,c}.$$

Um den Betrag c ist die Kapazität C des Kondensators zu vergrößern.

Ebenso haben die Leitungen innerhalb des Kondensators eine gewisse Selbstinduktion l, die aus der Eigenperiode T_1 des kurz geschlossenen Kondensators mittels der Formel

$$T_1 = 2\,\pi\sqrt{l \cdot C}$$

gefunden wird. Um den Betrag l ist die Selbstinduktion L zu vermehren, so daß man für die Eigenperiode des Kreises den Wert erhält

$$T = 2\,\pi\sqrt{(L + l)(C + c)}.$$

Prinzipiell war es gleichgültig, ob man die Berechnung von T an

dem Wellenmesser selbst oder an irgendeinem eigens dazu gebauten Kreise vornahm und den Wellenmesser auf diesen abstimmte. Nur mußte der Kreis geeignet, d. h. Kapazität und Selbstinduktion möglichst getrennt und gut definiert sein. Dies war bei dem Wellenmesserkreis der Fall, wenn man sich auf die früher erwähnten besonders angefertigten 5 Spulen beschränkte.

Um für die Selbstinduktion einen konstanten von der Schwingungszahl praktisch unabhängigen Wert zu erhalten, waren die Spulen aus Drahtlitze auf Glas von großem Durchmesser gewickelt, so daß eine Verschiebung der Stromlinien die Windungsfläche nicht merklich veränderte. Da die Spulen nur eine Windungslage hatten, waren sie zugleich ziemlich kapazitätsfrei.

Die beiden Kondensatoren, der Paraffinölkondensator (mit der Bezeichnung Nr. 207982) und der Luftkondensator (Nr. 4319), wurden von Herrn Giebe in der Reichsanstalt nach der Maxwell-Thomsonschen Methode mit rotierendem Unterbrecher geeicht. Darnach wurde eine Tabelle angefertigt, aus der man den Wert der Kapazität für jede Gradstellung der Kondensatoren entnehmen konnte. Tabelle 1 gibt einige Zahhlen daraus, die über die Größe der Kapazität orientieren mögen.

Tabelle 1.

Kapazität in 10^{-12} Farad.

Einstellung	Paraffinölkondensator bei 18°	Luftkondensator
20°	931	419,6
90°	3951	1678,3
160°	6952	2956,2

Für den Selbstinduktionswert l der Kondensatoren wurde nach der oben angegebenen Weise gefunden:

beim Paraffinölkondensator 515 cm
„ Luftkondensator 200 cm.

Der große Wert bei dem Paraffinölkondensator rührt von der für das Luftthermometer bestimmten Koppelungsschleife her.

Die Kapazität des Luftkondensators konnte als unabhängig von der Schwingungszahl angesehen werden. Bei dem Paraffinölkondensator erforderte dieser Punkt eine Kontrolle. Die sorgfältige und oft wiederholte Vergleichung der beiden Kondensatoren mit schnellen

Schwingungen ergab, daß auch hier die Kapazität von der Schwingungszahl nicht in merklicher Weise beeinflußt wurde.

Die 5 auf Glas (Kristallisationsschalen) gewickelten Spulen seien mit Nr. 1—5 bezeichnet. Die Spulen 2, 3 und 5 sind aus gewöhnlicher Drahtlitze von 1,45 mm Dicke, die beiden anderen aus Acetatdrahtlitze [1]) von 1,2 mm Dicke gewickelt. Die Enden jeder Spule sind etwa 20 cm weit in konstantem gegenseitigen Abstand von einigen mm fortgeführt und bilden so eine definierte Zuleitung zum Kondensator.

Tabelle 2 gibt die Dimensionen der Spulen, sowie die daraus nach der Stefanschen Formel berechnete Selbstinduktion einschließlich der nur wenige Promille betragenden Selbstinduktion der Zuleitungsenden und endlich die gemessenen Werte der Selbstinduktion, die von Herrn Giebe durch Vergleichung mit den Selbstinduktionsnormalen der Reichsanstalt erhalten sind.

Tabelle 2.

Konstanten der Spulen.

Nr.	Mittlerer Radius cm	Windungszahl	Ganghöhe cm	Ber. Selbstindukt. cm	Gem. Selbstindukt. cm	Diff. in Promille
1	12,40	10	0,207	52470	52430	+0,8
2	$11,77_8$	14	0,191	87690	87350	+3,9
3	$11,79_4$	19	0,201	143590	143730	−1,0
4	15,77	19	0,200	214400	215200	−3,7
5	15,78	25	0,156	365930	366070	−0,4

Die Messung ist zwar mit langsamem Wechselstrom ausgeführt, da die vorhandenen Selbstinduktionsnormale für hohe Frequenz nicht brauchbar sind. Aber es ist anzunehmen, daß die Werte für die 5 Spulen wegen des großen Spulendurchmessers und wegen der Verwendung der Litze auch bei Hochfrequenz gültig bleiben. Zudem ist das Verhältnis der Selbstinduktionen der 5 ganz verschieden dimensionierten Spulen untereinander mit schnellen Schwingungen kontrolliert und innerhalb der Beobachtungsfehlergrenze von 1 bis 2 ‰ gleich dem gefunden, das sich aus den mit langsamen Wechseln erhaltenen Zahlen ergibt.

Die Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Werte zeigt, wie gut die Stefansche Formel für die Berechnung der Selbstinduk-

1) Über Acetatdraht und Emailledraht vgl. z. B. R. Apt, E.T.Z. 28, 996, 1907. Es mag an dieser Stelle bemerkt werden, daß Acetatdrähte in bezug auf Dämpfung nicht zu empfehlen sind.

tion solcher Spulen brauchbar ist. Da die gemessenen Werte etwas größere Genauigkeit beanspruchen, wurden diese zugrunde gelegt.

Für die Eigenwellen der in Tabelle 2 zusammengestellten Spulen und die daraus berechneten Kapazitätswerte *c*, ergaben sich die Zahlen der folgenden Tabelle 3.

Tabelle 3.

Spule Nr.	Eigenwelle	Kapazität *c*
1	61,9 m	$20{,}6 \cdot 10^{-12}$ Farad
2	67,3 „	14,6 „ „
3	80,3 „	12,5 „ „
4	129 „	21,8 „ „
5	177 „	24,2 „ „

Nunmehr konnte für jede Einstellung der beiden Wellenmesser, bei Verwendung dieser Litzenspulen, die zugehörige Eigenwelle berechnet werden.

Beobachtungsresultate.

Beim Beginn der Versuche mit dem Lecherschen Drahtsystem war der Plan der Untersuchung noch nicht in der oben geschilderten Weise festgelegt. Zunächst war nur eine Eichung des Dönitzschen Wellenmessers mit dem Drahtsystem beabsichtigt. Diese Eichung wurde für den Paraffinölkondensator mit den drei zugehörigen Selbstinduktionsringen I—III bei 27 verschiedenen Wellenlängen vorgenommen.[1]) Eine Abhängigkeit von der Temperatur des Kondensators (zwischen 15 und 21° C) wurde nicht konstatiert.

Durch Ausgleichung der Beobachtungen wurde eine Tabelle gewonnen, die zu jeder Einstellung des Wellenmessers die zugehörige Wellenlänge am Lecherschen Drahtsystem ergab. Die Messungen nach den beiden anderen absoluten Methoden konnten daher direkt auf den so geeichten Wellenmesser bezogen werden, der das Lechersche Drahtsystem vollständig ersetzte.

Am Schluß der ganzen Untersuchung empfahl sich zur Kontrolle die Wiederholung einiger Messungen am Drahtsystem. Die Resultate dieser Versuche nebst den aus der ursprünglichen Eichung erhaltenen Werten sind in Tabelle 4 angegeben.

1) Die meisten dieser Versuche sind vom Verf. zusammen mit Herrn Lasser, einige von Herrn Lindemann mit Herrn Lasser ausgeführt.

Tabelle 4.

	Einstellung	Wellenlängen neu gemessen	Wellenlängen nach der früheren Eichung
Ring I	42°,7	146,7 m	146,6 m
	74°,7	192,8 „	192,8 „
	103°,5	226,2 „	226,3 „
	109°,0	232,1 „	232,0 „
Ring II	25°,7	226,2 „	225,9 „
	27°,2	232,1 „	231,9 „
	132°,3	501,1 „	500,8 „
Ring III	31°,8	501,1 „	501,4 „

In der nun folgenden Zusammenstellung (Tabelle 5) sind die Wellenlängen angegeben, die durch Funkenphotographien gemessen oder durch Ausrechnung nach der Thomsonschen Formel erhalten wurden. Daneben stehen die auf das Drahtsystem bezogenen Wellenlängen, die sich durch Messung mit dem geeichten Wellenmesser er-

Tabelle 5.

Wellenlänge in m			Abweichungen in Prozent		
aus Funkenbildern λ_1	aus Selbstinduktion u. Kapazität λ_2	am Drahtsystem λ_3	$100\frac{\lambda_1-\lambda_3}{\lambda_3}$	$100\frac{\lambda_2-\lambda_3}{\lambda_3}$	$100\frac{\lambda_1-\lambda_2}{\lambda_3}$
261,4	—	256,1	2,1	—	—
341,8	—	336,4	1,6	—	—
488,3	493,7	486,0	0,5	1,6	—1,1
—	497,1	489,5	—	1,5	—
—	508,4	501,1	—	1,5	—
—	570,1	558,6	—	2,1	—
—	639,5	625,7	—	2,2	—
687,6	693,7	674,8	1,9	2,8	—0,9
759,3	—	740,0	2,6	—	—
—	765,3	743,9	—	2,9	—
—	959,8	934,1	—	2,8	—
1047,1	—	1012,5	3,4	—	—
—	1072,8	1041,5	—	3,0	—
1489,3	1489,4	—	—	—	0,0
1538,3	1541,5	—	—	—	—0,2
2319,0	2318,2	—	—	—	0,0

gaben. Hinzugefügt sind schließlich die prozentischen Abweichungen der drei Werte voneinander.

Einen systematischen Unterschied zwischen Funkenbild und Berechnung aus Selbstinduktion und Kapazität lassen die Zahlen nicht erkennen. Insbesondere für große Wellen, wo beide Methoden genau werden, ist die Übereinstimmung recht gut, und es bietet keine Schwierigkeit, die Messungen bis zu beliebig längern Wellen fortzusetzen. Bei den kleineren Wellen liegen die Abweichungen zwischen den beiden oben genannten Methoden ebenfalls innerhalb der Beobachtungsfehler, die hier aber beträchtlich zunehmen. Dagegen zeigt sich mit Sicherheit, daß die am Drahtsystem gemessenen Längen für große Wellen zu kurz ausfallen. In Fig. 6 sind die prozentischen Ab-

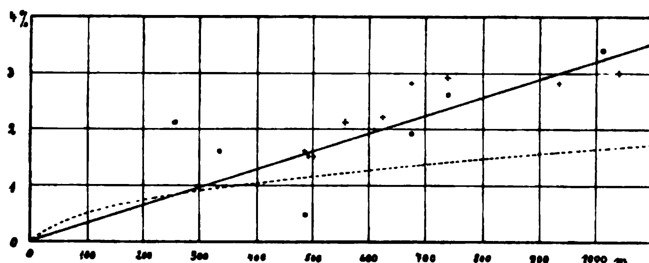


Fig. 6.

weichungen der Wellenlängen am Drahtsystem gegen die nach den beiden anderen Methoden erhaltenen Werte als Funktion der ersteren aufgetragen. Die auf Funkenbilder bezüglichen sind mit Kreisen, die anderen mit Kreuzen bezeichnet.

Die ausgezogene Linie gibt die als wahrscheinlich angenommene Abweichung der Werte am Drahtsystem, die als Korrektion an der früheren Eichung des Dönitzschen Wellenmessers angebracht wurde.

Beim Ziehen der Linie wurde angenommen, daß kurze Wellenlängen am Drahtsystem richtig ausfallen und daß die nach den anderen Methoden erhaltenen Werte keine systematischen Fehler haben.

E. Cohn[1]) hat die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen an zwei gleichen parallelen Drähten berechnet und findet eine Verzögerung gegen die Lichtgeschwindigkeit. Der Ausdruck, den er für die Größe der Verzögerung in Bruchteilen der Lichtgeschwindigkeit angibt, läßt sich auf die Form bringen:

1) E. Cohn, Das elektromagnetische Feld. S. 484.

$$\eta = \frac{\sqrt{\sigma \mu \cdot T}}{8 \pi a \log \operatorname{nat} \frac{d}{a}},$$

wo a den Radius,
d den Abstand der Drähte in cm,
σ den Widerstand eines cm^3 in elektromagnetischen [C.G.S.] Einheiten,
μ die Permeabilität bezogen auf Luft,
T die Periodendauer der Schwingung in sec bedeutet.

Für die benutzten Kupferdrähte von 1 mm Dicke und 2 cm Abstand erhält man daraus, wenn zugleich anstatt der Periodendauer T, die Wellenlänge λ in m eingeführt wird

$$\eta = 0{,}00052 \sqrt{\lambda}.$$

Die gestrichelte Kurve in Fig. 6 gibt diese theoretische Korrektion, die wenigstens der Größenordnung nach mit den beobachteten Zahlen übereinstimmt. Eine genaue Vergleichung läßt sich nicht anstellen, weil die Versuchsbedingungen nicht ganz mit den Voraussetzungen der Cohnschen Theorie zusammenfallen.

Die Korrektionsformel ist nämlich nur dann zulässig, wenn der Ausdruck $2 \pi a \sqrt{\frac{\mu}{\sigma T}}$ groß ist.[1]) Setzt man aber die Zahlenwerte $a =$ 0,05 cm; $\mu = 1$; $\sigma = 0{,}017 \cdot 10^{-4}$ Ohm $= 1700$ [C.G.S.] und $T = \frac{\lambda}{3 \cdot 10^8}$ ein (λ in m), so nimmt der Ausdruck den Wert $\frac{132}{\sqrt{\lambda}}$ an, wird also z. B. für $\lambda = 900$ m gleich 4,4, d. h. keineswegs so groß gegen 1, daß man die Korrektionsformel mit einiger Strenge als gültig ansehen könnte.

Aus den letzten Zahlen der Tabelle 5 ist ersichtlich, daß die Messung langer Wellen einigermaßen genau geschehen kann. Dagegen ist die nach Fig. 6 an den Werten des Lecherschen Drahtsystems angebrachte Korrektion für Wellen von einigen Hundert m, ziemlich willkürlich. Da jedoch die Praxis dringend nach einer — wenn auch nur provisorischen — Skala verlangte, geschah die Festlegung vorläufig in der angegebenen Weise.

Natürlich ist die Arbeit damit nicht erledigt, sondern es soll versucht werden, durch sorgfältigere Ausgestaltung der Methoden und

1) vgl. E. Cohn, l. c. S. 478 und 487, wo der Ausdruck $\sqrt{\frac{\alpha}{2}} \cdot a$ lautet. Die übrigen dort geforderten Bedingungen sind erfüllt.

mit Hilfe einer besseren Apparatur eine wesentlich größere Genauigkeit zu erzielen.

Zugleich soll die Anzahl der absolut geeichten Normalinstrumente, auf deren Konstanz schließlich die Erhaltung der Skala beruht, beträchtlich vermehrt werden.

Zusammenfassung: Zur Prüfung von Wellenmessern werden in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zu Charlottenburg einige absolut geeichte Normalinstrumente aufbewahrt, mit denen die zu prüfenden Instrumente verglichen werden.

Die absolute Eichung der Normale geschah nach drei Methoden:

1. Messung der Wellenlänge am Lecherschen Drahtsystem für den Bereich von 100 bis 1100 m.
2. Messung der Schwingungsdauer durch Photographie des am rotierenden Spiegel reflektierten Entladungsfunkens nach Feddersen.
3. Berechnung der Schwingungsdauer aus Selbstinduktion und Kapazität unter Berücksichtigung der erforderlichen Korrektionen.

Die beiden letzten Methoden lassen lange Wellen genau messen (0,1 %). Die Werte am Lecherschen Drahtsystem zeigen eine mit wachsender Wellenlänge zunehmende Abweichung, die der Größenordnung nach mit der von E. Cohn berechneten übereinstimmt.

(Eingesandt 30. Oktober 1907.)

Detektoren für elektrische Wellen.

Von J. S. Sachs.

(Fortsetzung.)

Es würde zu weit führen, wollte ich hier aller verwendeten Kohärer auch nur Erwähnung tun; es gibt deren eine Unmenge und sie unterscheiden sich voneinander in der Hauptsache durch das als Feilicht benutzte Material. Zu bemerken wäre jedoch eins. Die meisten Kohärer haben die bereits früher erwähnte Eigenschaft, leitend zu bleiben, wenn sie einmal dem Einfluß elektrischer Schwingungen ausgesetzt worden sind und man muß daher, will man sie als Detektoren für praktische Zwecke verwenden, besondere Klopfer an ihnen anbringen, die sie nach jedesmaligem Gebrauch aufrütteln und sie dadurch wieder nichtleitend machen. Diesen Vorgang nennt man vielfach

„entfritten", was, wie ich zur Aufklärung der Leser nicht versäumen möchte zu sagen, angeblich ein deutsches Wort sein soll.

Es versteht sich nun von selbst, daß der Zwang, den Kohärer nach jedesmaligem Auffallen von Wellen zu erschüttern, an sich eine Komplikation der Anlage bedeutet und recht unerwünscht ist. Daher wird häufig zu einer anderen Sorte von Kohärern Zuflucht genommen: statt Feilicht wird zwischen Metallkontakten ein Tropfen Quecksilber eingefügt. Nach Angaben von Zenneck (Elektromagnetische Schwingungen S. 797) soll Castelli Erfinder dieser Art Kohärers sein. Der Vorzug des Apparates besteht darin, daß er von selbst in seinen ursprünglichen Zustand zurückkehrt, sobald die Wellen aufgehört haben zu wirken. Auch dieser Kohärer hat natürlich sehr verschiedene Ausführungen erfahren.

Von Kohärern ersterer Art will ich hier nur noch des sogenannten „Konjunktors" von Maskelyne (Elektrot. Ztschr. 1905, S. 29) Erwähnung tun, weil er, obwohl ein typischer Kohärer, unter anderem Namen bekannt ist.

Im Jahre 1899 veröffentlichten fast gleichzeitig Neugeschwender (Wied. Ann. **67**, 430 u. **68**, 92, 1899) und Aschkinaß (Wied. Ann. **67**, 842, 1899) Beobachtungen, die darauf hindeuteten, daß es Vorrichtungen gibt, bei denen unter dem Einfluß von elektrischen Wellen eine Widerstandszunahme statt einer Abnahme zu verzeichnen ist.

Neugeschwender benutzte einen Silberspiegel, in den ein Spalt von etwa $^1/_3$ mm eingeritzt war. Im trockenen Zustande ist ein derartiger Spiegel vollkommen nichtleitend. Benetzt man ihn aber, so wird er leitend und schließt man ihn durch eine Batterie und ein Galvanometer kurz, so zeigt letzteres einen Ausschlag, der sofort zurückgeht, sobald der Spiegel dem Einfluß elektrischer Wellen unterworfen wird.

Aschkinaß bediente sich zweier Kupferspitzen, zwischen die ein Wassertropfen eingefügt wurde, und beobachtete dabei ähnliche Erscheinungen wie Neugeschwender.

Die Neugeschwendersche Entdeckung wurde in die Praxis als eine sogenannte Schäfersche Platte eingeführt (E.T.Z. 1900, 492). Über ihren praktischen Wert verlautet jedoch in der Literatur sehr wenig.

Diejenigen Detektoren, bei denen unter dem Einfluß von Wellen statt einer Widerstandsabnahme eine Zunahme des Widerstandes stattfindet, werden vielfach „Antikohärer" genannt.

Wo man es mit befeuchteten oder gar flüssigen Bestandteilen in einem Detektor zu tun hat, wird man wohl etwaige Änderungen des Widerstandes auf elektrolytische Vorgänge zurückzuführen geneigt sein; so soll bei der Neugeschwenderschen Platte der Vorgang der Elektrolyse zur Ablagerung von Metallfäden Anlaß geben, wodurch der Widerstand des Spaltes abnimmt; nach kurzer Zeit jedoch, sobald Schwingungen durch den Spalt hindurchgehen, werden die so hergestellten Brücken zerstört und der Widerstand steigt ganz bedeutend.

Eine Widerstandszunahme wird aber unter bestimmten Verhältnissen auch an trockenen Kontakten beobachtet. So hat bereits Branly festgestellt, daß z. B. Bleidioxyd unter dem Einfluß von Schwingungen eine erhebliche Vermehrung des Widerstandes aufweist, die darauf zurückzuführen ist, daß elektrische Wellen das Bleidioxyd in das schlecht leitende Monoxyd verwandeln.

Blanc fand, daß bei schwachen Strömen ein Kontakt zwischen Aluminium und Stahl eine Widerstandsabnahme aufweist, bei starken Strömen dagegen nimmt der Widerstand zu. Ähnliche Beobachtungen an anderen Kontakten hat Mizuno gemacht.

Nach Bose (Electrician **43**, 1899 und **44**, 1900) soll bei jeder Substanz die Möglichkeit vorliegen, sowohl eine Widerstandszunahme wie eine Widerstandsabnahme hervorzurufen. Alle Körper, sofern sie überhaupt gegen elektrischen Strom nicht unempfindlich sind, seien im natürlichen Zustande in bezug auf Leitfähigkeit in zwei Klassen zu trennen. Bei der einen wäre eine Zunahme, bei der anderen eine Abnahme des Widerstandes zu beobachten. Indes sei der Zustand nicht stabil und daher könne ein Übergang aus dem einen in den anderen Zustand erfolgen, je nach der Intensität der einwirkenden Faktoren. Gegen diese Theorie lassen sich verschiedene Einwände erheben, die wohl in der Hauptsache darin gipfeln dürften, daß Bose sich auf eine große Zahl selbst angestellter Versuche stützt, die, z. T. von anderen Beobachtern wiederholt, andere Resultate ergaben.

Von allen Theorien, die sich mit dem Kohärerphänomen befassen, dürfte wohl die bereits erwähnte von Blanc die größte Beachtung verdienen.

Ähnlich wie der Kohärer und Antikohärer den Nachweis von elektrischen Wellen durch Widerstandsänderungen ermöglichen, tut es in gleicher Weise ein Bolometer. Der Unterschied zwischen den beiden Klassen von Detektoren ist trotzdem ein ganz wesentlicher. Während man beim Kohärer noch immer im Zweifel ist, was eigentlich gemessen wird, bzw. worauf ein Kohärer reagiert, ist beim Bolometer

jeder Zweifel beseitigt: man hat es hier mit dem thermischen Integraleffekt des Stromes zu tun, der den Widerstand verändert. —

Ob nun das Bolometer eine geeignete Vorrichtung für die Praxis der drahtlosen Telegraphie ist, das soll hier nicht entschieden werden, zweifellos aber erweist es sich nach Berichten von Tissot (Compt. Rend. **137**, 846, 1904) noch für Entfernungen bis zu 40 km brauchbar.

Zuallererst wird wohl die bolometrische Methode zum Nachweis elektrischer Schwingungen von H. Rubens und R. Ritter (Wied. Ann. **40**, 56, 1890) benutzt worden sein, besonders viel hat sich mit ihr der oben erwähnte Tissot befaßt, und Fessenden hat sie in die Praxis eingeführt.

Das Bolometer wird entweder unter Verwendung einer Brückenanordnung oder eines empfindlichen Telephons benützt. Letzterer Methode bedient sich Fessenden bei seinem sehr empfindlichen Bolometer, das aus einem dünnen Platindraht von 0,015 mm besteht. Um die Wärmeabgabe auf das Minimum zu reduzieren, wird der Draht W noch in eine kleinere versilberte Glasbirne eingeführt, die ihrerseits von einer größeren evakuierten Glasbirne umgeben ist. (Vgl. Abb. 1.)

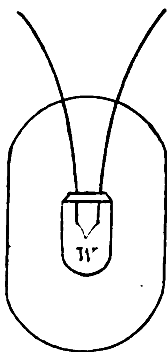


Fig. 1. *W* Hitzdraht.

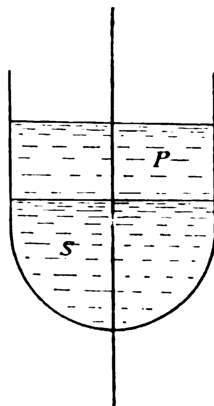


Fig. 2. *P* Petroleum, *S* Salpetersäure.

Gehen durch den Hitzdraht *W*, der an eine Antenne angeschlossen ist, elektrische Schwingungen, so wird dessen Widerstand gesteigert und die Änderung des Widerstandes läßt sich am angeschlossenen Telephon deutlich wahrnehmen.

Dieses hier beschriebene Bolometer hat Fessenden abgeändert, indem er statt eines Hitzdrahtes einen Elektrolyten anwendete und so

zu seinem „liquid barretter“ gelangte. Dieser besteht aus einer feinen Platinspitze, die in Salpetersäure eintaucht und der bis auf eine ganz kleine Distanz eine zweite Platinspitze entgegengestellt ist. In Abbildung 2 ist ein solcher Barretter schematisch skizziert.

Man kann sich nun denken, daß beim Durchgang des elektrischen Stromes der Elektrolyt erwärmt wird und die Änderung seines Widerstandes in dieser oder jener Art zur Wahrnehmung gebracht wird. Mag man auch diese Auffassung des Vorganges akzeptieren, so besteht zwischen dem Bolometer von Fessenden und seinem Barretter der wesentliche Unterschied, daß ein Metall bei Erwärmung seinen Ohmschen Widerstand erhöht, während ein Elektrolyt unter den gleichen Bedingungen ihn ermäßigt. Diese hier angedeutete Auffassung des Vorganges im Barretter ist aber keinesfalls zwingend, im Gegenteil, es spricht vieles dafür, daß man es hier mit elektrolytischen Vorgängen zu tun hat, auf die wir jetzt näher eingehen wollen.

II. Elektrolytische Detektoren.

Der eigentlichen Beschreibung von elektrolytischen Detektoren mögen zunächst einige erläuternde Worte über die Vorgänge bei der Elektrolyse vorangeschickt werden.

Wir unterscheiden bekanntlich zweierlei Arten von Leitern: die sogenannten Leiter erster Klasse, zu denen man Metalle zählt und Leiter zweiter Klasse oder Elektrolyte. Unter letzteren versteht man wässerige, z. T. auch alkoholische Lösungen von Säuren, Salzen und Basen. Läßt man durch einen Leiter erster Klasse den elektrischen Strom hindurchgehen, so wird man an dem Leiter selbst, abgesehen von Veränderungen, die etwa durch zu große Erwärmung entstehen, keine sonstigen Merkmale beobachten. Anders verhält sich ein Elektrolyt. Auch er leitet den Strom, aber er erfährt dabei auch selbst eine ganz wesentliche Veränderung, indem er in Bestandteile zerlegt wird. Diese Zerlegung geschieht oft in recht komplizierter Form und die zum Vorschein tretenden Zersetzungsprodukte brauchen nicht notwendig direkt durch den elektrischen Strom verursacht zu sein. So entstehen z. B. durch Leitung des Stromes durch schwefelsaures Natrium ($N_2 S O_4$) an der Anode (positiver Pol) Schwefelsäure, an der Kathode Wasserstoff, während die eigentlichen Zersetzungsprodukte, wie sie durch den elektrischen Strom verursacht und Ionen genannt werden, N_2 und SO_4 sind, die erst durch weitere chemische Verbindungen im Elektrolyten die genannten Ausscheidungsprodukte ergeben.

Charakteristisch für einen Elektrolyten ist der Umstand, daß die

Bestandteile, aus denen er zusammengesetzt wird, direkt Isolatoren sein können, während die Verbindung der beiden Isolatoren einen relativ noch guten Leiter ergibt. So sind z. B. Chlorwasserstoff ebenso wie reines Wasser praktisch genommen Isolatoren, eine wässerige Lösung von Chlorwasserstoff bildet aber einen ziemlich guten Leiter. Dieser Umstand ist ein Fingerzeig dafür, daß der Molekularzustand des Chlorwasserstoffes in der Lösung ein anderer sein muß, wie im gasförmigen Zustande. Und man macht sich über den Zustand eines Elektrolyten etwa folgendes Bild. Durch Hinzutritt von Wasser werden die Moleküle der Lösung in zwei elektrisch entgegengesetzt geladene Teile, Ionen, gespalten. Die Ionen befinden sich in ständiger Bewegung: die positiven Ionen vereinigen sich mit den negativen, dagegen zerfallen wiederum andere neutrale Moleküle in positive und negative Ionen, so daß wir es hierbei mit einer gleichmäßigen ungeordneten Bewegung zu tun haben, ähnlich derjenigen, wie sie bei der kinetischen Gastheorie angenommen wird. Dieses Spiel des ungeordneten Zerfalls und der Wiedervereinigung wiederholt sich fortwährend, wobei die Zahl der gespaltenen Moleküle von der Stärke der Lösung abhängt und konstant ist. Mit dem Moment, wo durch den Elektrolyten ein Strom hindurchgeschickt wird, kommt in diese ungeordnete Bewegung eine gewisse Ordnung hinein und die Wanderung der Ionen erfolgt nach den sonst üblichen elektrostatischen Gesetzen: die positiven Ionen werden durch den negativen Pol, die negativen durch die positive Elektrode angezogen und in der jetzt gesetzmäßigen Wanderung der Ionen, also in einem Transport von elektrisch geladenen materiellen Teilchen, besteht der elektrische Strom im Elektrolyten.

Diesen hier kurz geschilderten Vorgang nennt man die elektrolytische Dissoziation. Wir wollen diesen Vorgang noch durch eine andere Erscheinung vervollständigen. Läßt man einen elektrischen Strom durch einen Elektrolyten, z. B. Schwefelsäure hindurchgehen, so merkt man bald, daß der Strom allmählich verringert wird, auch wenn die Elektrizitätsquelle von konstanter Spannung war. Die Ursache dieser Erscheinung ist darin zu suchen, daß an den beiden Elektroden sich Wasser- bezw. Sauerstoff angesammelt hat und dadurch die beiden ursprünglich aus gleichem Material hergestellten Elektroden sich nunmehr wie zwei verschiedene Metalle, die in verdünnter Säurelösung tauchen, verhalten. Sie werden in ihrem jetzigen, polarisiertem, Zustande also ein galvanisches Element darstellen, wobei die Elektroden ihre ursprünglichen elektrischen Vorzeichen behalten, d. h. die frühere Anode bleibt Anode, die Kathode bleibt Kathode. Dadurch

aber wird innerhalb des Elektrolyten die Stromrichtung umgekehrt und man erhält einen Polarisationsstrom, der dem ursprünglichen entgegengesetzt gerichtet ist.

Eine Polarisation der Elektroden braucht nicht immer einzutreten, so ist z. B. Zink in Zinkvitriol nicht polarisierbar. Andererseits kann Polarisation schon vor einer Durchschickung des Stromes eintreten und dann wird die Elektrolyse nur in dem Falle möglich sein, wenn die elektromotorische Kraft der Stromquelle größer ist als die gegenelektromotorische Kraft der Polarisation. Solche Polarisationszellen, also gewissermaßen kleine galvanische Elemente, werden in der drahtlosen Telegraphie als Detektoren benutzt.

Auch hierbei ist ähnlich wie beim Kohärer ein großer Streit darüber entbrannt, wer der Erfinder dieser Art Detektoren ist, nur handelt es sich hierbei m. W. weniger um die wissenschaftliche Priorität als um ganz praktische Fragen, wer Eigentümer der eingereichten Patente sein soll. Wie in so vielen anderen Fällen dürfte wohl auch hierbei die Erfindung annähernd zu gleicher Zeit von verschiedenen Seiten unabhängig voneinander gemacht worden sein.

Einen Detektor dieser elektrolytischen Art haben wir bereits im Fessendenschen Barretter kennen gelernt. Ungefähr zur gleichen Zeit veröffentlichte Schlömilch (Elektrot. Ztschr. **24**, 959, 1903) seine Untersuchungen über eine Gold-Platinzelle, mit Schwefelsäure gefüllt. Er fand, daß, wenn eine solche Polarisationszelle an eine Elektrizitätsquelle angeschlossen wird, deren elektromotorische Kraft etwas größer als die Potentialdifferenz der Zelle ist, das gleichfalls im Stromkreise befindliche Galvanometer einen größeren Ausschlag zeigt, sobald die Zelle dem Einfluß elektrischer Wellen ausgesetzt wird. Auf den negativen Pol komme es bei der Konstruktion der Zelle weniger an, dagegen sei es von Wichtigkeit, den positiven Pol möglichst klein zu machen, und Schlömilch benutzt daher als Anode einen Platindraht von 0,001 mm Dicke und 0,01 mm Länge. Die Abbildung 3 zeigt einen Schlömilchschen Detektor[1]) in der Form, wie ihn die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin jetzt verwendet. Die Zeichnung Nr. 4 erläutert schematisch die Konstruktion.

De Forest hat im Electrician **54**, 94, 1904 und Ferrié in den Comptes rendus **141**, 289, 1905 ganz ähnliche Detektoren wie der Schlömilchsche beschrieben. Der Ferriésche unterscheidet sich von

1) Für die freundliche Überlassung der Photographie sage ich auch an dieser Stelle der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin meinen verbindlichsten Dank.



Fig. 3.

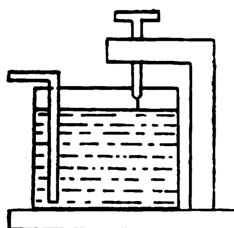


Fig. 4.

dem Schlömilchschen nur insofern, als da keine Batterie Verwendung findet. Die Wirkungsweise seines Detektors erklärt Ferrié wie folgt: da Schwingungen Ströme verschiedener Richtung sind, so wird die Zelle nur Ströme derjenigen Richtung durchlassen, die mit der des Polarisationsstromes zusammenfallen, während die ihm entgegengerichteten durch den Polarisationsstrom aufgehalten werden. Im übrigen ist aber die Ferriésche Anordnung lange nicht so empfindlich als die mit einer Batterie.

Wie Fessenden sich die Wirkung von Schwingungen auf eine Zelle denkt, haben wir bereits oben gesehen. Er führt sie auf die mit der Wärmeentwicklung verknüpfte Verminderung des Widerstandes eines Elektrolyten zurück. Diese Annahme ist indes unhaltbar, denn die Stromzunahme beim Durchgang von Wellen ist viel bedeutender, als sie durch Widerstandsabnahme auch dann entstehen könnte, wenn man die Lösung auf den Siedepunkt bringen würde (Reich, Phys. Ztschr. **5**, 338, 1904). Viel einfacher erscheint dagegen schon die oben angedeutete Erklärung von Ferrié. Ausführliche Untersuchungen nach dieser Richtung sind von Rothmund und Lessing (Drudes Ann. **15**, 193, 1904) angestellt worden.

Es dürfte zunächst keinem Zweifel unterliegen, daß die Einwirkung dieser Schwingungen mit der Polarisation selbst eng verknüpft ist; dafür sprechen die allseitig gemachten Beobachtungen, daß die Elektroden möglichst klein sein müssen, wenn gute Wirkungen erzielt werden sollen. Denn dann wird auch die Polarisation am ehesten

ihr Maximum erreichen. Außerdem hat De Forest z. B. eine Verschlechterung der Wirkung einer Zelle dadurch erreichen können, daß er die Elektrode mit Platinschwarz überzogen hat, was notorisch der Polarisation entgegenwirkt. Man wird daher wohl zunächst als Regel aufstellen dürfen, daß diejenige Zelle am wirksamsten ist, die am raschesten und leichtesten polarisierbar ist. Ein ganz genaues Bild dagegen der inneren Vorgänge wird man sich wohl kaum schon heute machen können, denn abgesehen von den primären Wirkungen treten noch sicherlich sekundäre hinzu, die der Beobachtung nicht leicht zugänglich sind. Jedenfalls ist das eine ziemlich sicher, daß die rasch ihre Richtung wechselnden Ströme z. T. der Polarisation entgegen wirken, z. T. sie verstärken müssen. Man könnte sich also den Vorgang vielleicht so denken: der in der Richtung des Polarisationsstromes tätige Anteil der Schwingungen kann keine Wirkungen hervorrufen, sobald der Polarisationsstrom seine normale Höhe erreicht hat, dagegen vermindert der andere Teil der Schwingungen den Polarisationsstrom und läßt dadurch die fremde Quelle in ihrer Stärke mehr hervortreten oder die eigenelektromotorische Kraft des Elementes in ihrer ursprünglichen Größe erscheinen. (Fortsetzung folgt.)

Patentschau.

Von **Erich F. Huth.**

Für die drahtlose Telephonie scheint das Patent 181451 von Quirino Majorana von Bedeutung zu sein, in welchem ein elektrohydrodynamisches Mikrophon beschrieben wird. Es wird ein Weg angegeben, auf welchem relativ starke Stromschwankungen erreicht werden können, ohne ein Verbrennen von Kontakten befürchten zu müssen.

Aus einem Rohr *C* siehe Fig. 1 tritt ein Flüssigkeitsstrahl aus. Dieser fällt auf einen Kollektor *D*, welcher aus mindestens zwei zylindrischen und konzentrisch angeordneten Leitungskörpern *H* und *G* besteht. Auf diesem Kollektor bildet sich eine Flüssigkeitshaut, welche den aus dem Telephon *M* und der Batterie *L* bestehenden Stromkreis schließt. Das Rohr *C* ist an der Membrane *A* so befestigt, daß die in dem Trichter *B* z. B. durch Worte hervorgerufenen Schallwellen auf das Rohr *C* und somit auf die in diesem enthaltene Flüssigkeit übertragen werden. Die Folge davon ist, daß der Querschnitt des

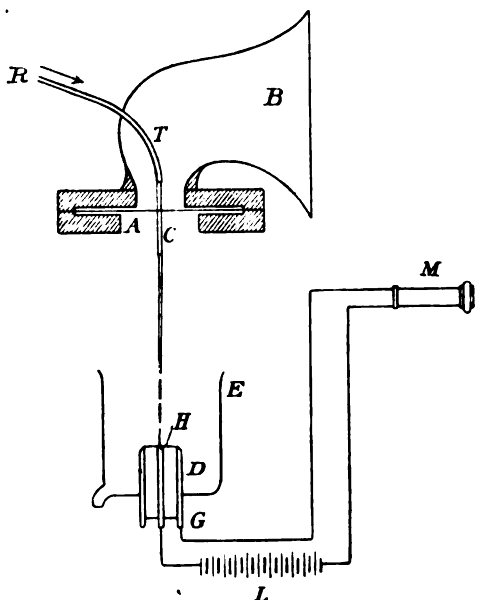


Fig. 1.

Flüssigkeitsstrahles periodisch verkleinert und vergrößert wird und die auf dem Kollektor befindliche Flüssigkeitshaut ihre Stärke andauernd wechselt, wodurch sich der Widerstand zwischen den leitenden Teilen des Kollektors und damit auch die Stromstärke ändert. Auf diese Weise hört man, da die Veränderungen in der Dicke der Flüssigkeitshaut genau den zu übertragenden Schwingungen entsprechen, im Telephon *M* die in *C* gesprochenen Worte.

Im D. R. P. Nr. 181520 hat Majorana eine Verbesserung des

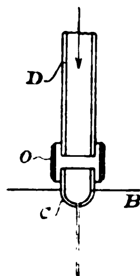


Fig. 2.

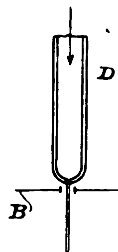


Fig. 3.

hydrodynamischen Mikrophons angegeben, welche darin besteht, daß die Übertragung der Schwingungen auf das Ausflußröhrchen nicht in seiner ganzen Länge stattfindet. Hierdurch entstehen Nebengeräusche, welche vermieden werden können, wenn man z. B. die Schwingungen der Schallplatte auf einen kleinen elastisch ausgebildeten Teil der Ausströmungsröhre überträgt, oder aber den Flüssigkeitsstrahl durch die Membrane unmittelbar in Schwingungen versetzt. Fig. 2 zeigt eine Ausführungsform für die erstere Art der Übertragung. Mit dem Ausflußrohr *D* ist durch eine Gummistulpe *O* das Übertragungsröhrchen *C* verbunden, das auf der Membrane *B* befestigt ist. Die auf *B* treffenden Schwingungen setzen dann nur *C* in Bewegung.

Fig. 3 zeigt die direkte Beeinflussung des Strahles durch die Membrane. *D* ist das Ausflußrohr, aus welchem der Flüssigkeitsstrahl durch die durchlöcherte Membrane *B* fällt.

Ein Kathodenstrahlrelais ist Gegenstand des Patentes Nr. 18470 von Max Dieckmann und Gustav Glage.

Fig. 4 zeigt die Kathodenstrahlröhre, in welcher von der Kathode *d* durch das Diaphragma *a* Kathodenstrahlen ausgehen. Dieses Strahlen-

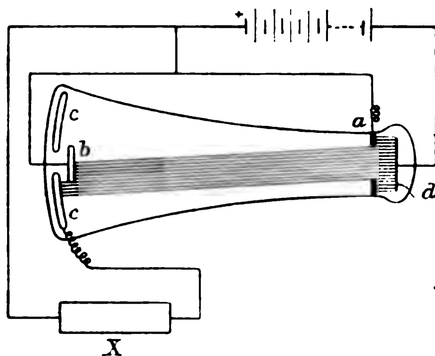


Fig. 4.

bündel, dessen Querschnitt rechteckig ist, fällt auf den Schirm *b*, welcher mit der Blende *a* und mit der positiven Seite einer Stromquelle verbunden ist. Wird das Kathodenstrahlbündel durch den Linienstrom abgelenkt, so fällt es auf den Schirm *c*, welcher durch den Empfangsapparat *X* gleichfalls an dem positiven Ende der Stromquelle liegt.

Je nach dem Grade der Ablenkung wird ein mehr oder weniger großer Teil des Strahlenbündels Strom von der Kathode *d* über den

Schirm c nach X transportieren, so daß auf diese Weise dem Linienstrom streng proportionale Ströme erhalten werden.

In Nr. 187040 wird von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie eine Schaltungsweise zum Tasten von Bogenlampen oder ähnlichen Schwingungserregern angegeben.

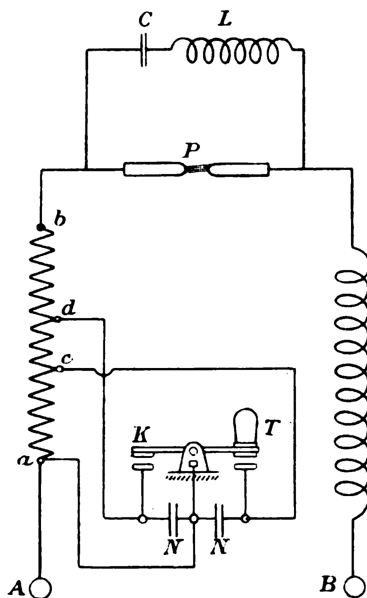


Fig. 5.

Beim Niederdrücken der Taste T (siehe Fig. 5) ist in den die Bogenlampe P speisenden Stromkreis, zu welcher parallel die Kapazität C und die Selbstinduktion L liegt, der Widerstand bc eingeschaltet. wird der Taster losgelassen, so ist nur der kleine Widerstand bd eingeschaltet, so daß die Speisestromstärke der Lampe größer ist, als diejenige, welche zur Schwingungserzeugung nötig ist. In der Zwischenstellung des Tasters, wo weder Kontakt T noch K geschlossen ist, ist der ganze Widerstand ab eingeschaltet. Zur Verringerung der Funkenbildung an den Tasterkontakten können Kondensatoren N verwendet werden.

(Eingesandt 9. November 1907.)

Über gerichtete drahtlose Telegraphie.

Von L. Mandelstam.

In den folgenden Zeilen soll eine Diskussion der einzelnen Methoden der gerichteten drahtlosen Telegraphie gegeben werden und zwar vom theoretischen und experimentellen Standpunkt aus. Ein etwas genaueres Eingehen auf die Grundlagen, auf welchen die verschiedenen Anordnungen beruhen, scheint aus folgendem Grund nicht überflüssig zu sein. Soweit es in der Literatur bekannt geworden ist, hat noch keine Station für gerichtete Telegraphie eine dauernde praktische Probe bestanden, und man ist also bei der Beurteilung der einzelnen Anordnungen auf das experimentelle Material, welches oft unter Bedingungen gewonnen ist, die den praktischen Bedürfnissen nicht entsprechen, angewiesen. Eine Diskussion der theoretischen Anschauungen, welche jenen Anordnungen zugrunde liegen, kann dann viel zur richtigen Beurteilung dieses Materials beitragen.

Eine strenge Theorie der hier in Betracht kommenden Erscheinungen existiert nicht. Es ist auch zweifelhaft, ob eine solche Theorie bei den Schwierigkeiten, welche sich in den Weg stellen, sobald man einen den tatsächlichen Verhältnissen entsprechenden Ansatz macht, bald zustande kommen wird. Man muß sich mit ziemlich rohen Annäherungen begnügen und dementsprechend wird man auch nur eine qualitative Übereinstimmung zwischen Rechnung und Erfahrung erwarten dürfen. Jede von den ersonnenen Methoden stützt sich aber trotzdem auf eine theoretische Anschauung und man bemüht sich, die erhaltenen Versuchsergebnisse wenigstens angenähert mit den Rechnungen in Einklang zu bringen.

Die folgende Darstellung macht keinen Anspruch auf Vollständigkeit. Ich will vielmehr nur die am meisten durchgearbeiteten bezw. durch ein neues Prinzip ausgezeichneten Methoden in Betracht ziehen, wobei ich von der Geschichte jeder Anordnung und des Problems der gerichteten Telegraphie überhaupt absehe. Die Frage nach der praktischen Seite der verschiedenen Anordnungen wird aus dem oben angeführten Grund unerörtert bleiben.

Das Problem der gerichteten Telegraphie kann naturgemäß von zwei Seiten in Angriff genommen werden. Man kann erstens verlangen, daß der Sender unsymmetrisch ausstrahlt, d. h. daß die Kurve gleicher Intensität kein Kreis mit dem Sender als Mittelpunkt ist. Selbstverständlich ist diese Kurve im allgemeinen auch bei einer ge-

wöhnlichen vertikalen Antenne kein Kreis. Die verschiedene Beschaffenheit der Terrains in verschiedenen Richtungen reicht aus, um die Symmetrie zu zerstören. Es ist aber klar, daß bei der gerichteten Telegraphie es sich um eine „absichtliche" Unsymmetrie handelt. Dementsprechend sehen auch die theoretischen Voraussetzungen von einer „natürlichen" Unsymmetrie ab. Bei den Versuchen ist es allerdings oft schwierig, diese natürliche Unsymmetrie zu eliminieren und man wird auch z. B. so verfahren müssen, daß man immer nach einer und derselben Richtung telegraphiert und den unsymmetrisch gebauten Sender nach verschiedenen Richtungen orientiert. Es ist aber im allgemeinen ebenfalls nicht leicht, namentlich auf dem Lande, den Sender zu „drehen", ohne sonst seine Beschaffenheit zu ändern. Um zu zeigen, wie man oft durch ganz unkontrollierbare Einflüsse der Umgebung gestört wird, will ich ein Beispiel anführen, welches ich aus der Arbeit von Prof. Braun entnehme. Bei seinen Versuchen waren drei möglichst identisch gebaute Sender im Gebrauch. Sie standen in den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks von der Seitenlänge — 30 m (Höhe der Maste 20 m, Wellenlänge ca. 120 m). Die Empfangsstation befand sich im Abstande von 1,2 km. Die Zahlen, welche man im Galvanometer einer Bolometeranordnung, die in den Empfangsdraht eingeschaltet war, erhielt, falls man der Reihe nach jeden Sender allein möglichst unter identischen Verhältnissen schwingen ließ, verhielten sich wie 16,7 : 7,2 : 12,5. Dabei waren die andern beiden Sender nicht geerdet, sollten also jedenfalls durch ihre Anwesenheit nur sehr wenig stören. Die Verschiedenheit der Abstände von der Empfangsstation kommen im Verhältnis zum ganzen Abstand nicht in Betracht. Die sehr große Verschiedenheit der Ausstrahlung der verschiedenen Sender ist wohl, wie es auch Prof. Braun tut, auf die ganz unkontrollierbare Unsymmetrie der Umgebung zurückzuführen. Man muß sich also jedesmal bei derartigen Versuchen überzeugen, daß man tatsächlich den Sender auch nur „gedreht" hat. Es ist möglich, daß in einigen Fällen, in welchen man eine ausgezeichnete Richtung in der Ausstrahlung dem speziellen Bau des Senders zuschrieb, man in Wirklichkeit durch ähnliche Störungen getäuscht wurde.

Eine andere Art gerichteter Telegraphie kann auch beim symmetrischen Sender durch einen entsprechenden Bau des Empfängers erzielt werden. Es wird dann von dem Empfänger verlangt, daß er am stärksten auf die Strahlung reagiert, welche von einer bestimmten Richtung kommt. Schließlich läßt sich selbstverständlich ein gerichteter Sender mit einem gerichteten Empfänger kombinieren.

Die erste Methode hat einen prinzipiellen Vorteil vor der zweiten.

Im günstigsten Fall nämlich kann der gerichtete Empfänger von einer bestimmten Richtung besser empfangen als es ein symmetrischer Empfänger für alle Richtungen tut. Angenommen, daß man das Ziel verfolgt, eine drahtlose Verbindung zwischen zwei Stationen derart herzustellen, daß eine dritte nicht in derselben Richtung gelegene die Zeichen nicht bekommt, so kann das ein gerichteter Empfänger allein offenbar nicht leisten. Ebenso wie man durch Suchen die richtige Wellenlänge findet und darauf seinen Empfänger abstimmt, wird man auch durch Probieren eine richtige Orientierung dem Empfänger geben können. Ein unsymmetrisch strahlender Sender gestattet dagegen in bestimmten Richtungen den Empfang ceteris paribus auf kleinere Entfernungen zu beschränken als in andern.

Im weiteren werde ich mich hauptsächlich mit drei verschiedenen Methoden zu befassen haben, nämlich mit den Anordnungen von Prof. Braun, Marconi und Artom.

Prof. Braun hat eine Anordnung angegeben, welche eine unsymmetrische Strahlung auszusenden gestattet[1]), und außerdem schon viel früher eine Methode für einen gerichteten Empfang beschrieben.[2])

Marconi[3]) veröffentlichte messende und qualitative Versuche eines gerichteten Empfanges, welche auf demselben Prinzip wie die Braunschen beruhen. Außerdem hat Marconi Versuche mit einem gerichteten Sender beschrieben. Der Marconische gerichtete Sender wurde dann von Fleming[4]) theoretisch behandelt. Schließlich hat Artom[5]) sowohl den Sender wie den Empfänger nach ganz andern Prinzipien für eine gerichtete Telegraphie ausgebildet. Sowohl Prof. Braun wie auch Artom führen die theoretischen Anschauungen an, auf welchen ihre Methoden beruhen.

Wenn man sich über die Wirkungsweise eines unsymmetrischen Senders Rechenschaft geben will, so muß man von den Gesetzen für die Ausstrahlung hochfrequenter Ströme ausgehen. Die oben genannten Autoren gehen von den einfachsten Annahmen über die Wirkung der Erde usw. aus und bedienen sich der Resultate, welche von H. Hertz

1) F. Braun, Electrician **57**, 222 und 244, 1906; dieses Jahrbuch **1**, 1, 1907.

2) F. Braun, Physikal. Zeitschr. **4**, 363, 1903.

3) G. Marconi, Proc. Roy. Soc., London 22. März 1906; Electrician **57**, 100, 1906.

4) J. A. Flemming, Proc. Roy. Soc., London 21. Juli 1906; Phil. Mag. (6) **12**, 588, 1906.

5) Artom, Rendic. R. Acc. dei Lincei Ser. (5) **12**, 197, 1903; **14**, 143, 1905; **15**, 692, 1906.

stammen und von Abraham bei der Berechnung der Strahlung eines vertikalen Sendedrahtes verwendet wurden. Hertz hat das Feld eines Stromelementes berechnet unter den Annahmen, daß der Strom ein Sinusstrom ist und die Länge des geradlinigen Elementes klein ist im Vergleich zu der Wellenlänge, welche der Periode des Sinusstromes entspricht.

Wenn wir nun die Richtung des Stromelementes zur z-Achse wählen und mit E und M die elektrische bezw. magnetische Feldintensitäten in irgendeinem Punkt $(x y z)$, sog. Aufpunkt, bezeichnen, so ist

$$\left.\begin{aligned} E_x &= \varphi \frac{3xz}{r^5} + \dot{\varphi}\frac{3xz}{r^4} + \ddot{\varphi}\frac{xz}{r^3} & M_x &= -\dot{\varphi}\frac{y}{r^3} - \ddot{\varphi}\frac{y}{r^2} \\ E_y &= \varphi \frac{3yz}{r^5} + \dot{\varphi}\frac{3yz}{r^4} + \ddot{\varphi}\frac{yz}{r^3} & M_y &= -\dot{\varphi}\frac{x}{r^3} + \ddot{\varphi}\frac{x}{r^2} \\ E_z &= \varphi \frac{3z^2 - r^2}{r^5} + \dot{\varphi}\frac{3z^2 - r^2}{r^4} & & \\ &\quad + \ddot{\varphi}\frac{z^2 - r^2}{r^3} & M_z &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (1)[1]$$

Dabei bedeutet φ das elektrische Moment des Oszillators, z. B. $\varphi = A \sin \frac{2\pi}{\lambda}(l - r)$, r die Entfernung vom Mittelpunkt des Oszillators bis zum Aufpunkt; φ, $\dot{\varphi} = \frac{d\varphi}{dl}$ und $\ddot{\varphi} = \frac{d^2\varphi}{dl^2}$ sind für die Argumentwerte $(l - r)$ zu nehmen; $l = vt$; v = Lichtgeschwindigkeit.

Diese Werte für E und M gelten in Entfernungen, welche nicht klein im Vergleich zu der Größe des Stromelementes sind. In Abständen, die groß im Verhältnis zur Wellenlänge sind, vereinfachen sich die Ausdrücke bedeutend, wie man es leicht aus den Formeln ersehen kann. Es bleiben in jeder Zeile nur die letzten Glieder stehen, denn es verhalten sich die Amplituden der drei Glieder in den Ausdrücken für E wie $1 : \frac{2\pi r}{\lambda} : \left(\frac{2\pi r}{\lambda}\right)^2$.

In großen Entfernungen nimmt die elektrische Feldintensität E — dasselbe gilt vom magnetischen Vektor M — umgekehrt proportional der Entfernung vom Wellenzentrum ab. Das Gebiet, in welchem dieses stattfindet, nennt man die „Wellenzone". Für die Wellenzone gilt weiter folgendes: Die Welle ist transversal, d. h. der elektrische und magnetische Vektor stehen senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung und

1) Vgl. M. Abraham, Theorie der Elektrizität, II, S. 63, 1905.

außerdem senkrecht aufeinander. Es kommt für einen Beobachter nur die Projektion der Schwingung auf eine zu r senkrechte Ebene in Betracht. Daraus folgt, daß die stärkste Strahlung in der Äquatorialebene des Stromelementes erfolgt und daß die Strahlung $= 0$ wird in der Richtung des Elementes selbst.

Es ist gestattet, bei der Anwendung dieser Resultate auf die drahtlose Telegraphie anzunehmen, daß man sich in der Wellenzone befindet. Denn in allen praktischen Fällen ist wohl die in Betracht kommende Entfernung groß gegen die gebrauchte Wellenlänge.

In der Nähe des Stromelementes können eventuell die in der Wellenzone zu vernachlässigenden Glieder von Bedeutung sein, ja sogar die Erscheinung bestimmen. Ich bemerke dieses hier, um darauf aufmerksam zu machen, daß die Feldmessungen in entsprechenden Entfernungen vorgenommen werden müssen, falls man die gewonnenen Resultate auch auf praktische Verhältnisse ausdehnen will.

Die oben mitgeteilten Resultate von Hertz wurden folgendermaßen für die Behandlung des Senders von Abraham verwendet.[1])

Die Erde wird als leitende Ebene angesetzt. Der vertikale geerdete Sender kann dann durch einen andern ersetzt werden; letzteren bekommt man, falls man den geerdeten Sender spiegelbildlich verlängert und die Erde sich wegdenkt; der neue Sender wird also im freien Raum behandelt. Auch bei einem nicht vertikalen Sender kann dieselbe Spiegelungsmethode angewandt werden. Im Sender wird nun eine bestimmte zeitliche und räumliche Verteilung des Stromes angesetzt. Man erhält die Feldstärken in irgendeinem Punkte der Wellenzone, indem man die Felder jedes Elementes des Senders nach Formeln (1) berechnet und dann über den ganzen Sender integriert. Abraham hat auf diese Weise das logarithmische Dekrement einer vertikalen Antenne berechnet. Dieses Verfahren ist nicht streng, wie es Abraham selbst bemerkt; da aber die erhaltenen Resultate sehr gut mit der strengen Theorie und auch genügend mit den Versuchen stimmen, so wird man mit Abraham annehmen dürfen, daß man es mit Nutzen dort anwenden wird, wo eine strenge Rechnung versagt.

Bei der gerichteten Telegraphie, wo es sich zunächst um qualitative Fragen handelt, genügt auch der vereinfachte Ansatz, bei welchem man von der verschiedenen Verteilung des Stromes längs des Sendedrahtes absieht und den Sender aus möglichst wenig Stromelementen nachbildet.

1) M. Abraham, Physikal. Zeitschr. 2, 329, 1901.

Ich bemerke hier: um die Hertzschen Resultate ohne weiteres anwenden zu dürfen, müssen wir den Ansatz machen, daß die Erde eine leitende Ebene ist. Daß man dadurch vieles übersieht, was für die Erklärung von Beobachtungen eventuell sehr wesentlich ist, ist sehr wahrscheinlich.

Es existiert aber keine ausgearbeitete Theorie, welche z. B. den Bodeneinfluß in Rechnung setzt, andererseits rechnen sowohl Prof. Braun wie auch Fleming mit diesem vereinfachten Ansatze, indem sie die Hertzschen Formeln übernehmen; ich will eben von diesem Standpunkt aus zunächst die beiden Anordnungen und deren Theorien besprechen. Es ist übrigens anzunehmen, daß man auch mit dem oben besprochenen einfachen Ansatz in vielen Fällen einen richtigen Überblick über die Erscheinungen erhalten wird.

Ich will hier gleich noch eine Bemerkung einfügen:

Die Hertzschen Formeln sind unter Voraussetzung ungedämpfter Schwingungen entwickelt. In der Praxis hat man es aber fast immer mit gedämpften Schwingungen zu tun. Wenn man nun solche Schwingungen zusammensetzt, muß folgendes beachtet werden.

Wenn das logarithmische Dekrement klein ist oder allgemeiner gesprochen, wenn man eine Schwingung von der Form $A \sin nt$ hat, wo A zwar auch mit der Zeit variiert, aber im Verhältnis zu $\sin nt$ nur sehr langsam, so wird man nur einen kleinen Fehler begehen, falls man auf die Veränderlichkeit von A keine Rücksicht nimmt, dann, wenn die einzelnen Schwingungen dieselbe Form haben, oder also wenn in allen Schwingungen die Amplitude dieselbe Zeitfunktion ist. Ist das nicht der Fall, so kann die Nichtberücksichtigung von der zeitlichen Änderung von A sogar zu qualitativen Fehlern Veranlassung geben.

Ich gehe nun zur Besprechung der einzelnen Methoden über.

Prof. Braun[1]) hat im „Electrician“ und auch im ersten Heft dieses Jahrbuches seine Anordnung des gerichteten Senders beschrieben. Das Prinzip der Methode ist das folgende: Man benutzt zwei oder mehrere Antennen, welche in bestimmten Abständen voneinander aufgestellt sind. Diese Antennen werden mit Schwingungen gespeist, welche dieselbe Wechselzahl haben, aber entsprechend phasenverschoben sind. Was man in irgendeinem Aufpunkte bekommt, ist die geometrische Summe der einzelnen Felder, welche von jedem Sender für sich herrühren. Es ist klar, daß man eine unsymmetrische Strahlung bekommen wird,

1) Vgl. F. Braun, dieses Jahrbuch I, 6, 1907 und L. Mandelstam und N. Papalexi, Phys. Zeitschr. 7, 303, 1906.

und zwar sind die diese Unsymmetrie bedingenden Größen: 1. die Phasenverschiebungen und 2. die Gangunterschiede, welche durch die Verteilung (Abstände, Orientierung) der Sendedrähte bestimmt sind. Die Anordnung ist in ihrer Wirkung prinzipiell vollständig einem optischen Interferenzversuch analog. Ich brauche also auf die Theorie hier nicht näher einzugehen, besonders weil Prof. Braun eine vollständige Durchrechnung eines Falles in seiner Abhandlung gegeben hat. Bemerken will ich zunächst nur, daß die Überlegungen, welche die Unsymmetrie der Strahlung, anschließend an das optische Gebiet, begründen, für die Wellenzone gelten; sie können also für die praktisch in Betracht kommende Entfernungen ohne weiteres angewandt werden.

Es ist leicht einzusehen, daß mehrere entsprechend aufgestellte Sendedrähte auch dann eine gerichtete Wirkung haben, wenn alle in ihnen fließende Ströme gleichphasig sind. Dadurch aber, daß man Phasenverschiebungen einführt, kann das gewünschte Resultat bei kleineren Abständen der einzelnen Drähte und in vollkommener Weise erzielt werden. Die Abstände dürfen auch bei der Braunschen Anordnung nicht klein im Vergleich zu der Wellenlänge sein. Sonst könnte man sich die Wirkung mehrerer Sender durch die Wirkung eines einzigen ersetzt denken, in welchem die geometrische Summe der Einzelströme fließt und dann hätte man es mit einem symmetrischen Sender zu tun.

Daß in Wirklichkeit die Verhältnisse komplizierter sind als wie in der Rechnung angenommen wird, hat Prof. Braun schon selbst betont. „1. sind die Schwingungen nicht unabhängig voneinander. 2. Einfache Schwingungen gleicher Frequenz werden nur im Falle losester Kopplung erzielt. 3. handelt es sich darum, die Verhältnisse so einzurichten, daß auch, vom Beginn der Schwingungen an, an dem Beobachtungsort kein Feld besteht, wenn daselbst auch während des Ablaufes der Schwingungen keines existieren soll. Diesem Umstand läßt sich leicht Rechnung tragen. 4. Endlich sind die Schwingungen gedämpft.“

Bezüglich des letzten Punktes ist folgendes zu bemerken:

Eine Nichtberücksichtigung der Dämpfung wird bei der Braunschen Anordnung kaum viel ausmachen. Denn die Schwingungen, welche von den einzelnen Antennen ausgestrahlt werden, haben gleiche Kurvenform. Dies geht aus der Anordnung hervor, welche die Phasenverschiebungen herstellen soll. Man übersieht, daß die einzelnen Antennen dadurch eine Phasenverschiebung gegeneinander erhalten, daß die Schwingungskreise einfach mit zeitlicher Verschiebung zum Ein-

setzen gebracht werden. Da die Kreise sonst unabhängig voneinander schwingen, so kann die gleiche Kurvenform leicht erzielt werden. Als Störung ist allerdings der in Punkt 3 erwähnte Umstand anzusehen. Es ist aber wohl anzunehmen, daß Empfänger auf den ersten Impuls sehr wenig reagiert, zumal alle gebräuchlichen Empfänger mit Resonanz arbeiten und die Erregerschwingungen mit kleineren Anfangswerten anfangen. Entsprechende Versuche rechtfertigen diese Annahme.

Die Versuche sind auf Entfernungen gemacht worden, welche so groß im Vergleich zu der Wellenlänge waren, daß man sich schon in der Wellenzone befand, und haben im wesentlichen die theoretischen Anschauungen und Rechnungen bestätigt. Wie schon oben erwähnt, ist man berechtigt, anzunehmen, daß die Anordnung auch auf größere Entfernungen ebenso wirksam funktionieren wird.

Um die Ausstrahlung unsymmetrisch zu gestalten, benutzt Marconi folgende Anordnung. Die Antenne wird nicht direkt diametral in die Höhe geführt, sondern wird gebogen. Ein Stück bekommt eine vertikale Lage und der größere Teil verläuft horizontal. Diese geknickte Antenne soll die Eigenschaft haben, unsymmetrisch zu strahlen und zwar stärker nach der Richtung hin, die der Richtung entgegengesetzt ist, nach der das freie Ende zeigt.

Auf die Diskussion der Versuche von Marconi und auf ähnliche Versuche von Fleming will ich weiter unten etwas näher eingehen. Jetzt soll die Theorie besprochen werden, welche Fleming für die Strahlung der gebogenen Antenne gegeben hat.

Fleming ersetzt diesen geknickten Sender durch zwei Stromelemente von gleichen Strömen, welche senkrecht aufeinanderstehen. Die Erde, als vollkommenen Spiegel vorausgesetzt, kann in ihrer Wirkung durch das Spiegelbild der beiden Stromelemente ersetzt werden und so reduziert sich die von Fleming formulierte Aufgabe auf die folgende: Es soll das Feld von dem in Fig. 1 skizzierten Oszillator bestimmt werden, und zwar sind die Seiten ab, bc, cd als Stromelemente mit gleichen Strömen zu denken. Der ganze Oszillator befindet sich im freien Raum

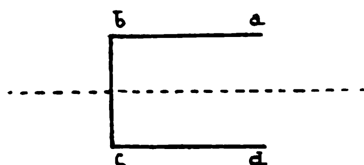


Fig. 1.

und wir können ohne weiteres die Formeln anwenden, welche Hertz für die Strahlung eines Stromelementes abgeleitet hat. Fleming betrachtet das Feld in der Äquatorialebene, welches also dem Felde auf der Erdoberfläche entspricht.

Es ist zunächst nach Hertz klar, daß das Feld, welches von dem Oszillator der Fig. 3 herrührt, in weiten Entfernungen oder in der „Wellenzone", gar nicht von der Richtung abhängt, und auf der ganzen Äquatorialebene nur eine Funktion des Abstandes ist. Für das Stromelement *bc* ist das aus Symmetriegründen der Fall. Die horizontalen Komponenten von den Elementen *ab* und *cd* heben sich aus Symmetriegründen auf und die vertikalen sind von der Ordnung $\frac{dz}{r}$, kommen also in großen Entfernungen gar nicht in Betracht. Wenn Fleming andere Resultate erhält, so beruht das auf Überlegungs- bezw. Rechenfehlern, wie im folgenden gezeigt werden soll.

Die qualitative Überlegung von Fleming ist die folgende:

Es soll das magnetische Feld bestimmt werden in der Umgebung des in Fig. 1 skizzierten Leiters. Fleming stellt sich zunächst eine quadratische Leitung, wie auf Fig. 2, vor und überlegt so: „Wir

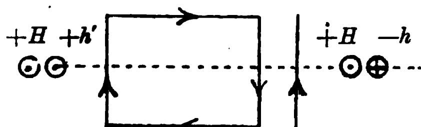


Fig. 2.

wollen annehmen, daß ein Strom diese Bahn ringsum im Sinne des Uhrzeigers durchfließe. Dieser Strom erregt dann ein Magnetfeld, dessen Richtung längs der Oberfläche im rechten Winkel zu der Ebene des Stromkreises und in gleichen Abständen vom Mittelpunkt auf beiden Seiten auf den Beschauer zuläuft. Denken wir uns nun einen Draht von gleicher Länge, wie eine Seite des Quadrates in der Nähe einer vertikalen Seite des Quadrates angeordnet, und nehmen wir an, er führe einen Strom von entgegengesetzter Richtung wie der in der ihm benachbarten Quadratseite (wir wollen einmal annehmen, dies sei die rechte Seite) verlaufende. Dann ist das magnetische Feld dieses geradlinigen Stromes auf der rechten Seite von dem Beschauer, dagegen auf der linken Seite zu dem Beschauer hin gerichtet. Infolgedessen ist das gesamte Feld auf der rechten Seite, das von den Strömen in dem geschlossenen und in dem offenen Leiter zusammen herrührt,

kleiner als das Feld auf der linken Seite, denn die einzelnen Felder addieren sich auf der einen Seite und wirken auf der andern Seite einander entgegen. Wir können nun die beiden entgegengesetzt gerichteten Ströme in den benachbarten Drähten einander so nahe kommend denken, daß sie sich gegenseitig aufheben, und wir können uns ferner die unter dem Erdboden liegenden Teile der Drähte fortdenken, ohne daß dadurch das Feld über dem Erdboden irgendwie beeinflußt würde, und so gelangen wir zu der Schlußfolgerung, daß eine Antenne, die zum Teil vertikal und zum Teil horizontal gerichtet ist, am stärksten nach der Richtung hin ausstrahlt, die der Richtung entgegengesetzt ist, nach der das freie Ende zeigt."

Die eben wörtlich angeführte Überlegung von Fleming ist nicht einwandfrei, indem sie nicht mal qualitativ richtige Ergebnisse liefert. Denn das Feld h der Fig. 2 ist nicht gleich h'. Je nach dem Werte, welchen die Größen h, h', H haben, kann $H + h'$ entweder größer oder kleiner wie $H - h$ sein. Tatsächlich tritt dieser letzte Fall ein, wie weiter unten gezeigt werden soll.

Die mathematische Behandlung des Problems hat Fleming wesentlich in zwei verschiedenen Arbeiten gegeben. Ich werde jede dieser Abhandlungen einzeln diskutieren, um so mehr als Fleming selbst, obwohl er in beiden genau denselben Fall behandelt, zu wesentlich verschiedenen (beidemal fehlerhaften) Resultaten gelangt.

Die in „Proc. of the Roy. Society" abgeleitete vertikale Komponente des elektrischen Feldes e ist nach Fleming gleich

$$e = \left\{\varphi(m^2 r^2 - 1) + \frac{M \cdot 3}{2 v m r} \cos\Theta\right\} \frac{\sin X}{r^3} + \left\{\varphi m r - \frac{M}{2 v}(m^2 r^2 + 3) \cos\Theta\right\} \frac{\cos X}{r^3} \quad (2)$$ [1]

Diese Formel wird richtig, falls man $\cos\Theta$ durch $-\cos\Theta$ ersetzt. Auf diesen Punkt hat Uller[2]) aufmerksam gemacht und betont, daß bei richtigem Vorzeichen man gerade das entgegengesetzte Verhalten des Feldes ausrechnet, als wie es Fleming getan hat und wie es seinen und den Marconischen Versuchen entspricht. Uller hat auch gezeigt, wo sich dieser Fehler eingeschlichen hat.

1) Dabei ist φ das elektrische Moment des Oszillators bc, $\frac{M}{n} = \varphi\, dy$, $X = (mr - nt)$, v = Lichtgeschwindigkeit, r die Entfernungen von 0 bis zum Aufpunkte, $\frac{2\pi}{m}$ = der Wellenlänge, $\frac{2\pi}{n}$ = der Periode, Θ der Winkel zwischen r und y in der Äquatorialebene.

2) Uller, Phys. Zeitschr. 8, 193, 1907.

Bei der Diskussion der Formel und einer entsprechenden für das magnetische Feld begeht Fleming einen weiteren Fehler.

Die Formel (2) oder die richtige Formel

$$e = \left\{ \varphi(m^2r^2 - 1) - \frac{M3}{2\,v\,m\,r} \cos\Theta \right\} \frac{\sin X}{r^3} + \left\{ \varphi\, m\, r + \frac{M}{2\,v}(m^2r^2 + 3)\cos\Theta \right\} \frac{\cos X}{r^3} \qquad (2\,\mathrm{a})$$

kann auf folgende Weise gewonnen werden:

In irgendeinem Punkte der Äquatorialebene wird das Feld der einzelnen Elemente nach den Hertzschen Formeln berechnet. Es gehen dann die Koordinaten der Mittelpunkte der einzelnen Elemente *ab*, *bc*, *cd* in die entsprechenden Werte des Feldes ein.

Diese Werte werden nun bis zu den Gliedern erster Ordnung in $\frac{dz}{\lambda}$ resp. $\frac{dy}{\lambda}$ entwickelt. Es kommt dann in den Formeln nur die Entfernung vom Aufpunkt bis zum Mittelpunkt 0 der Fig. 2 vor. Die drei von *ab*, *bc*, *cd* herrührenden Posten werden nun addiert und man erhält die Formel 2a.

Mit dieser Annäherung im Ansatze begnügt sich auch Fleming. Bildet man nun aus 2a die Amplitude des Feldes, so darf man offenbar nicht die Größen zweiter Ordnung stehen lassen und diese Größen bei der Diskussion der Formel in Betracht ziehen.

Die Amplitude des magnetischen Feldes H ist z. B.

$$H = \frac{1}{r^3}\left[(\varphi m^2 r^2 v)^2 + \left(\varphi v m r + \frac{M}{r} m^2 r^2 \cos\Theta\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (2)$$

Dabei ist $\frac{M}{v} = \frac{2\pi\, dy}{\lambda}\,\varphi$, also $\frac{M}{v}$ in Vergleich zu φ von der Ordnung $\frac{dy}{\lambda}$. Behält man nur die Glieder erster Ordnung bei, wie es dem Ansatz entspricht, so erhalten wir

$$H = \frac{1}{r^3}\left[(\varphi\, m^2 r^2 v)^2 + (\varphi\, v\, m r)^2 + 2\varphi\, v\, m^3 r^3 \frac{M}{r}\cos\Theta\right]^{\frac{1}{2}}. \qquad (2\,\mathrm{a})$$

Daraus ergibt sich, daß H im Minimum ist für $\cos\Theta = -1$, also in der Richtung, welche vom freien Ende der Antenne abgewandt ist, im Widerspruch mit der Erfahrung. Fleming rechnet aber aus Gleichung (2) (indem er die Glieder zweiter Ordnung beibehält, was offenbar unzulässig ist und den oben erwähnten Vorzeichen-Fehler macht) das Minimum in einer Richtung, welche nahezu senkrecht auf der Ebene des Oszillators steht. Dieses Resultat stimmt zwar mit der

Erfahrung, ist aber rechnerisch nur durch fehlerhaftes Beibehalten von Gliedern zweiter Ordnung zustande gekommen.

Wenn man nun die richtigen Formeln betrachtet, so kommt man zum folgenden Schluß. Es ist wohl in kleinen Entfernungen Unsymmetrie vorhanden. Sie schwindet allmählich, wenn die Entfernung größer wird. Bei einer Entfernung von etwa 10 Wellenlängen beträgt die Unsymmetrie einige Prozent, und wird praktisch 0 für etwa 100 Wellenlängen. Diese Unsymmetrie ist außerdem durchaus nicht auf die Gestalt der Antenne zurückzuführen, sondern auf die Wahl des Bezugspunktes. Um nicht mißverstanden zu werden, will ich dies etwas näher erläutern. Wenn man ein einziges vertikales Element betrachtet, so ist das Feld symmetrisch um dessen Mittelpunkt herum. Bei einer gebogenen Antenne kann man zwar einen solchen Punkt in aller Strenge nicht finden. Die Unsymmetrie ist aber so klein und derart beschaffen, daß wenn man bei einem einfachen vertikalen Oszillator *bc* die Entfernungen auf den Punkt 0 bezieht, die Unsymmetrie unter Umständen größer wird als bei dem gebogenen. Die horizontalen Elemente machen mit anderen Worten das Feld symmetrischer.

Es ist schon oben erwähnt worden, daß der Grad der Unsymmetrie von der Entfernung abhängt. Dieses betont auch Fleming selbst in der besprochenen Arbeit, zieht aber nicht die nötigen Konsequenzen daraus. Auf diesen Punkt komme ich weiter unten zurück.

In seiner zweiten Arbeit[1]) rechnet Fleming eine Unsymmetrie heraus, welche auch in großen Entfernungen bestehen soll. Dieses merkwürdige Resultat, welches seinen eigenen oben besprochenen Formeln widerspricht, kommt so zustande.

Er geht seinem qualitativen Gedankengange, welcher auf S. 299 wiedergegeben ist, nach und berechnet zunächst die Strahlung eines quadratischen Stromleiters. In weiten Entfernungen kommen die horizontalen Elemente nicht in Betracht, es bleiben also die beiden vertikalen übrig.

Die Felder in irgendeinem Punkt der Äquatorialebene, welche durch jedes einzelne Element bedingt sind, müssen geometrisch addiert werden, was Fleming auch tut. Nun wird jetzt in die Nähe einer vertikalen Quadratseite ein Element, welches von einem entgegengesetzt laufenden Strom durchflossen ist, gebracht. Sein Feld muß wieder geometrisch zum Felde des Quadrates addiert werden und dann muß man nach allen diesen Rechenoperationen wieder zum Ausgangspunkt.

1) Phil. Mag. **12**, 588, 1906.

nämlich zum Felde eines einzigen vertikalen Elementes zurückgelangen.

Fleming addiert aber nun algebraisch, d. h. er nimmt nun keine Rücksicht auf die verschiedenen Entfernungen des angebrachten Elements von den gegenüber dem Mittelpunkt des Quadrates symmetrisch links und rechts liegenden Punkten. Dadurch bleibt der Gangunterschied ohne Berücksichtigung. Da das Feld des Quadrates etwa links positiv, rechts negativ ist, das Feld des in die Nähe gebrachten Elementes dabei beiderseits vom gleichen Vorzeichen, und bei großen Entfernungen auf beiden Seiten gleich groß ist, so bekommt er eine unsymmetrische Ausstrahlung.

Was Fleming macht, ist also offenbar folgendes. In dem Felde eines vertikalen Oszillators, welches an und für sich symmetrisch ist, addiert und subtrahiert er eine und dieselbe Größe. Daß dadurch das Feld (richtiges Rechnen vorausgesetzt) nicht unsymmetrisch werden kann, ist wohl evident.

Alles Gesagte kurz zusammengefaßt ergibt: Die Rechnungen von Fleming sind unrichtig und die Übereinstimmung mit der Erfahrung ist somit nur eine scheinbare.

Die messenden Versuche von Marconi, Fleming und anderen sind auf Entfernungen gemacht worden, welche nicht groß im Vergleich zu einer Wellenlänge sind. Dabei ist die Länge der Antenne ebenfalls von der Ordnung einer Wellenlänge. Die Hertzschen Resultate gelten nur für Entfernungen, die groß im Verhältnis zur Oszillatorlänge sind. Es scheint somit sehr bedenklich, die Hertzschen Formeln bei der Diskussion ähnlicher Versuche anzuwenden. Und außerdem ist es nach den obigen Auseinandersetzungen nicht ohne weiteres erlaubt, Versuchsergebnisse, welche bei kleinen Entfernungen gewonnen sind, auch für die Wellenzone, welche ja praktisch allein in Betracht kommen dürfte, zu übertragen.

Es sei nochmals betont, daß ich durchaus nicht sagen will, daß die gebogene Antenne nicht für Zwecke der gerichteten Telegraphie verwendet werden könne; nur ist der Ansatz von Fleming nicht imstande, eine plausible Erklärung der Wirkungsweise solcher Antennen zu geben und die messenden Versuche, welche vorliegen, können noch nichts über die Brauchbarkeit dieser Anordnung für die Praxis aussagen.

Ich will noch folgendes kurz bemerken: Man käme rechnerisch zu einer unsymmetrischen Ausstrahlung, falls man eine schräge Antenne, welche eine mit der Wellenlänge vergleichbare Größe besitzt,

behandeln wollte. Denkt man sich nämlich die schräge Antenne treppenförmig zusammengesetzt, so sind alle vertikalen Elemente gleichphasig. Zieht man aber ihre verschiedenen Abstände bezüglich eines Aufpunktes in Betracht, so ist wohl zu erwarten, daß eine Unsymmetric herauskommen wird. Inwieweit das Rechenresultat den wirklichen Verhältnissen entsprechen würde, mag dahin gestellt bleiben.

Versuche mit einem gerichteten Empfang sind von Prof. Braun in folgender Weise gemacht worden. Als Empfangsantenne wurde ein schräg geführter Draht benutzt. Es zeigte sich, daß der Empfang am stärksten war, falls der Draht sich in der durch den Sender gehenden Vertikalebene befand. Die Versuche sind auf etwa 16 km gemacht worden. Später hat Marconi ähnliche Versuche mit einem geknickten Empfangsdraht angestellt mit wesentlich gleichen Resultaten.[1]) Seine qualitativen Versuche sind auch auf große Entfernungen gemacht worden. Die qualitativen Versuche von Marconi mit dem gebogenen Sender haben, wie es scheint, auch auf große Entfernungen ein positives Resultat ergeben.

Es ist also anzunehmen, daß, jedenfalls unter bestimmten Bedingungen, die Benutzung nichtvertikaler Antennen eine brauchbare Anordnung für Zwecke der gerichteten Telegraphie ergibt.

---

1) Herr Fleming sagt in einem Brief an die Redaktion des Electrician (Electrician **59**, 729, 1907) folgendes: He (Marconi) did not content himself with isolated observations, but laid down in the form of polar curves a large number of metrical results furnishing the basis for an exact text of theory. He thus brought the invention to a stage at which it became practically useful on a large scale. Shortly afterwards, I myself gave the mathematical theory of the effect and showed that the results were in accordance with known facts of electric radiation. As far as I am aware Prof. Braun did not anticipate the above practical or theoretical researches.

Nach dem oben Auseinandergesetzten wird man den Standpunkt des Herrn Fleming kaum einnehmen können. Seine Theorie ist falsch, die messenden Versuche von Marconi und Fleming können nicht die Grundlage für Erledigung der praktischen Fragen bilden, denn sie sind, wie oben gesagt, auf zu kurze Entfernungen gemacht. Fleming führt selbst eine Versuchsreihe an, bei welcher der Grad der Unsymmetrie von der Entfernung abhängt. Er bekommt allerdings eine ausgesprochenere Unsymmetrie bei größeren Entfernungen, befindet sich aber beide Male nicht entfernt in der Wellenzone (Wellenlänge ca. 100 Fuß, Entfernungen 78 resp. 138 Fuß). Es bleiben also nur die qualitativen Versuche auf große Entfernungen übrig. Was ist also wesentlich Neues bezüglich des Empfängers gegenüber den Versuchen von Prof. Braun (Phys. Zs. Mai 1903) hinzugekommen?

Da, wie oben gezeigt worden ist, die Flemingsche Theorie über die Wirkungsweise der Anordnung keine Rechenschaft zu geben vermag, so wird man nach anderen Erklärungen greifen müssen, welche dann einen Leitfaden für die weitere Entwickelung in die Hand geben. Es ist nun sehr wahrscheinlich, daß bei den hier in Frage kommenden Erscheinungen der spezifische Einfluß des Bodens eine große Rolle spielt. Bezüglich des Empfängers ist dieser Standpunkt neulich von Zenneck[1]) vertreten und begründet worden. Ich gehe auf diese Frage nicht näher ein, weil Prof. Zenneck eine weitere Diskussion in Aussicht stellt. Das Material bezüglich des Einflusses des Bodens auf die Wirkungsweise des Senders ist kaum ausreichend genug, um eine Diskussion in einem Referat zu gestatten.

Zuletzt soll noch die Methode von Artom besprochen werden. Seine Anordnung des Senders ist im wesentlichen die folgende. Zwei schräge Antennen, welche in einer Vertikalebene liegen, stehen senkrecht aufeinander und unter je 45^0 gegen die Erdoberfläche geneigt. Diese Antennen sollen mit Schwingungen gespeist werden, welche eine Phasenverschiebung von 90^0 aufweisen. Artom überlegt nun so. Die beiden geradlinig phasenverschobenen Schwingungen setzen sich zu einer zirkulären zusammen und senden eine zirkularpolarisierte Welle in der Richtung, welche senkrecht zu ihrer Ebene steht, aus. In der Richtung, welche in der Ebene selbst liegt, kommt nur eine Komponente, nämlich die vertikale, in Betracht. Die Antennen des Empfängers sind ganz ebenso wie die des Senders angeordnet. Jede führt dann zu einer gesonderten Spule und die beiden Spulen wirken gleichzeitig induktiv auf eine dritte, in welcher also eine Interferenzerscheinung entsteht. Die Spulen sind nun so angeordnet, daß wenn die Amplituden und Phasen der Schwingungen, welche in jeder Antenne entstehen, gleich sind, die resultierende Wirkung auf die dritte Spule verschwindet. Trifft aber aus der senkrechten Richtung eine zirkularpolarisierte Welle auf, so werden in den Antennen phasenverschobene Schwingungen entstehen, welche in der dritten Spule eine Induktionswirkung hervorrufen. Die Spule führt dann in gewöhnlicher Weise zu einem Detektor.

Die Wirkungsweise dieser Anordnung ist in Wirklichkeit kaum der von Artom supponierten ähnlich. Wir wollen uns wieder die beiden Antennen durch zwei Stromelemente ersetzt denken. An Stelle der Erde sei in Ermangelung eines besser definierten Ansatzes wieder

1) J. Zenneck, Ann. d. Phys. 23, 346, 1907.

eine leitende Ebene gedacht und ihre Wirkung durch Spiegelbilder der Stromelemente ersetzt. Wir können dann unsere Überlegungen an das in Fig. 3 dargestellte Schema anschließen. Dort sind die Form

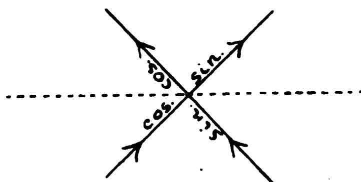


Fig. 3.

der Ströme und die Richtungen eingezeichnet. Wir können nun jeden Strom in zwei Komponenten, eine vertikale und eine horizontale, zerlegen. Es ist dann sofort einzusehen, daß sich die horizontalen Komponenten aufheben.

Die Wirkung der geneigten Stromelemente kann also durch ein symmetrisches vertikales Element ersetzt werden. Diese Überlegung führt uns also zum Schluß, daß bei der Artomschen Anordnung eine gradlinig polarisierte Welle ausgestrahlt wird und zwar symmetrisch nach allen Seiten. Eine Überlegung, welche sich auf einen anderen Ansatz, der mehr den wirklichen Verhältnissen angepaßt wäre, stützen müßte, um seine Auffassung plausibel zu machen, hat Artom nicht angegeben.

Vielleicht ist übrigens die gerichtete Wirkung des Artomschen Senders auf die schräge Führung der Antennen überhaupt zurückzuführen und dann käme das auf S. 304 diesbezüglich Gesagte in Betracht.

(Eingesandt 20. November 1907.)

Über die Verwendung des Poulsen-Lichtbogens als Gleichstrom-Hochfrequenz-Umformer für große Energien.

Von Heinrich Freiherr Rausch von Traubenberg.

Zahlreiche Versuche in der Physik und Technik haben zur Genüge gezeigt, daß ein großes Bedürfnis vorlag, einen automatischen kontinuierlich wirkenden Umformer von Gleichstrom in hochfrequentem Wechselstrom zu besitzen. Aber sämtliche Methoden krankten an so großen physikalischen oder technischen Unvollkommenheiten, daß sie für die Praxis nicht in Betracht kommen konnten. Erst Valdemar Poulsen gelang es durch einen in einer Wasserstoffatmosphäre eingebetteten stark magnetisch angeblasenen Lichtbogen das Problem zu lösen. Durch die angegebenen Hilfsmittel konnte er nicht nur Frequenzen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie Anwendung finden, erzeugen, sondern es war ihm auch möglich, ganz beträchtliche Gleichstrom-Energien in Hochfrequenz umzuformen. In einem im Berliner Elektrotechnischen Verein gehaltenen Vortrage [1]) konnte der Erfinder einem großen Auditorium die starken mit seinem System erzielten Effekte demonstrieren und sehr viele nach seinem System gebaute Stationen beweisen die vorzügliche Brauchbarkeit desselben für die speziellen Zwecke der drahtlosen Telegraphie und Telephonie.

In der vorliegenden Arbeit sollen nicht die theoretischen Grundlagen für das Zustandekommen des Poulsenphänomens untersucht werden — diese sind jetzt besonders durch die Arbeiten am Göttinger Elektrotechnischen Institut in erster Linie durch die Herren Herm. Th. Simon und H. Barkhausen in allen Hauptpunkten prinzipiell gegeben —, sondern es sollen in Kürze die technisch experimentellen Fortschritte besprochen werden und einige Angaben über Verwendung dieses neuen Gleichstrom-Wechselstrom-Umformers gegeben werden, insbesondere soll auch einigen falschen Meinungen auf diesem Gebiete entgegengetreten werden.

Nachdem das Poulsensystem durch seine kommerzielle Verwertung die Aufmerksamkeit weiter Kreise auf sich gelenkt hatte, schritten viele Forscher an die nähere Untersuchung desselben; besonders Herr Fleming und Herr Blondel zogen den Poulsenbogen in den Bereich ihrer Untersuchungen. Ersterer hat im Electrician vom 20. September

1) 23. Oktober 1906. Siehe E.T.Z. 1906, Heft 45.

1907 einen größeren Artikel über den Poulsenbogen als Mittel zur Erzeugung kontinuierlicher elektrischer Schwingungen erscheinen lassen und im 1. Heft des Jahrbuches für drahtlose Telegraphie die Erzeugung und Verwendung ungedämpfter elektrischer Schwingungen besprochen. Letzterer hat im Eclairage Electrique vom 21. September 1907, wohl vielleicht um Prioritätsansprüche geltend zu machen, sich mit dem gleichen Gegenstande beschäftigt. Was nun die Arbeit des Herrn Fleming anbetrifft, so muß man darin vollkommen mit ihm übereinstimmen, daß es besondere günstige Bedingungen für das Brennen des Lichtbogens gibt. Andererseits geht jedoch aus der Arbeit hervor, daß Herr Fleming durchaus nicht jene günstigsten Bedingungen für den Lichtbogen verwirklicht hat. Infolgedessen sind auch die von ihm gefundenen Resultate zum großen Teil nicht einwandfrei und die von ihm weiter daraus gezogenen Schlüsse wenig stichhaltig. Ich will die Flemingsche Arbeit nicht im einzelnen besprechen, sondern nur ganz kurz einige Punkte daraus herausgreifen.

Daß es nicht sehr zweckmäßig ist, wie es Herr Fleming tut, die Hochfrequenzenergie mittels Strahlspule zu entziehen, liegt auf der Hand, denn die Büschelstrahlung aus einer Spitze ist ein außerordentlich variabler Vorgang und somit schwankt die Energieentziehung, wobei die Lampe unter den verschiedensten Belastungen brennen muß und sie in einer bei praktischer Verwendung niemals vorkommenden Weise beunruhigt wird. Ferner dürfte das von Herrn Fleming verwendete Magnetfeld meiner Ansicht nach viel zu schwach sein.

Sehr wenig einwandfrei scheint mir auch die Art und Weise zu sein, wie Herr Fleming die entzogene Energie mißt. Aus Bogenstromstärke mal Bogenspannung läßt sich wegen der nicht sinoidalen Kurvenform, welche diese Größen im Bogen selbst haben, nur schwer auf die geleisteten Watts schließen. Zur direkten Wattmessung benutzt Herr Fleming ein Wattmeter. Leider geht aus seiner Arbeit nicht hervor, welcher Art dieses Instrument ist. Bis jetzt war es jedenfalls unmöglich, für so hohe Frequenzen exakt zeigende Wattmeter zu schaffen. (Siehe auch C. Heinke, Berichte der Gesellschaft zur Förderung des Gewerbefleißes.[1]) Mit einem solchen Instrument bestimmt der Verfasser die von seiner Strahlspule verbrauchte Energie zu 42 Watt aus der Differenz der im Schwingungskreis verbrauchten Energie mit

1) Siehe C. Heinke, Verhandlungen des Vereins zur Förderung des Gewerbefleißes 1904, Heft 10 und C. Heinke, E.T.Z. 1907, Heft 48.

und ohne angehängter Spule. Die Differenz beträgt nur 42 Watt bei einem Gesamtverbrauch im Schwingungskreis von ca. 2600 Watt. Ganz abgesehen davon, daß die Wattmeterangaben wohl kaum noch so genau sein werden, um überhaupt eine so kleine Größe zu bestimmen, scheint mir die Methode aus der Differenz der im Schwingungskreis bei Belastung und Leerlauf verbrauchten Watts Schlüsse auf die entzogene Energie selbst zu ziehen, wegen der zwischen Entziehungskreis und Schwingungskreis bestehenden Rückwirkung und dadurch bedingten Veränderung des Bogenwiderstandes völlig verfehlt. Herr Fleming hätte seinem Schwingungskreis bei richtiger Wahl von Kapazität und Selbstinduktion, richtigem Magnetfeld usw. vermittels Antenne oder geeigneter Belastungswiderstände eine Energie von mindestens 300—600 Watt bei der von ihm benutzten Primärenergie entziehen können. Weiter unten soll gezeigt werden, wie man die dem Schwingungskreis entzogene Energie exakt messen kann.

Etwaige Diskontinuitäten im Lichtbogen würden für die drahtlose Telegraphie bedeutungslos sein, für Telephonie könnten sie störend wirken; unsere letzten Versuchsergebnisse haben jedoch gezeigt, daß es möglich ist, mit einem stark magnetisch angeblasenen Bogenlampen-Generator, natürlich mit Verwendung von Wasserstoff, eine ausgezeichnet klare telephonische Verständigung zu erzielen.

Herr Blondel macht, wie schon gesagt, in seiner Arbeit im Eclairage Electrique ältere Rechte an der Erfindung für sich geltend, übersieht dabei aber völlig, daß Herrn Duddell das Verdienst zugeschrieben wird, die ungedämpften elektrischen Schwingungen an und für sich erfunden zu haben, und daß es Herrn Poulsen durch seine Erfindung möglich geworden ist, dieselben mit einer für die Praxis notwendigen Intensität, Frequenz, Einfachheit und Wirkungsgrad zu erzeugen.

Das Neue liegt bei Poulsen auch nicht in der Schaltungsweise — manche von Herrn Blondel angegebenen Schaltungen werden sich gewiß bei dem neuen System sehr wohl anwenden lassen —, sondern vielmehr in der eigenartigen Behandlung des Lichtbogens. Das Poulsensystem ist, wie schon gesagt, das einzige, welches die Umsetzung von großen Gleichstromenergien in hochfrequentem Wechselstrom ermöglicht und hat dabei noch die Annehmlichkeit, daß es mit normalen primären Gleichstromspannungen schon gut arbeitet; die Verwendung von hohen Spannungen ist beim Poulsensystem natürlich auch anwendbar. Es gelingt aber schon bei verhältnismäßig niedrigen Spannungen, unter 1000 Volt, so große Hochfrequenzenergien, bis zu vielen Kilowatts, zu

erhalten, nicht etwa einige 100 Watt, wie Herr Blondel schreibt, daß man gern auf die hohen Gleichstromspannungen von 1000 bis 10000 Volt, wie Herr Blondel sie vorschlägt, verzichten kann, deren Anwendung bei einem praktischen drahtlosen System auf fast unüberwindliche Hindernisse führt. Daß es Herrn Blondel trotz Einbettung des Lichtbogens in eine Wasserstoffatmosphäre nicht gelungen ist, konstante Schwingungen und größere Energien zu erhalten, muß wohl an seinen außerordentlich ungünstigen Versuchsbedingungen gelegen haben.

Schon früher konnte ich in Verbindung mit Herrn Bruno Monasch zeigen, daß wir in der selbstregulierenden Bogenlampe, natürlich ebenfalls unter Verwendung von Wasserstoff, ein ausgezeichnetes Mittel haben, um konstante ungedämpfte elektrische Schwingungen zu Meßzwecken zu erzeugen. Die jetzt näher zu beschreibende Versuchsanordnung sollte dem Zwecke dienen, größere Gleichstromenergien in Hochfrequenz umzusetzen und gleichzeitig dabei die Frequenz auf ihre Konstanz hin zu prüfen. Figur 1 zeigt uns die Schaltung der Kreise.

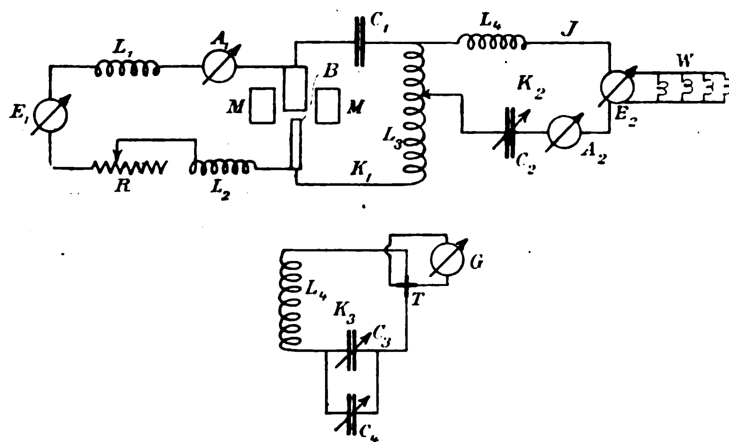


Fig. 1.

L_1 und L_2 sind zwei große eisenfreie Drosselspulen, R ist ein Regulierwiderstand, E_1 und A_1 sind Volt- und Ampèremeter zur Beobachtung der primären Spannung und Stromstärke. Der Lichtbogen B brennt in dem zwischen den beiden Magnetpolen M bestehenden transversalen Magnetfelde. Als Kathode wurde nach Poulsen eine rotierende Kohle und als Anode ein gut gekühltes Metall verwendet. Der Lichtbogen brannte in einer Atmosphäre von Leuchtgas, welches der städti-

schen Gasleitung entnommen wurde. Der eigentliche Schwingungskreis K_1 bestand aus der Kapazität C_1 (Ölkondensator) der Selbstinduktion L_3, welche aus einer Kupferspirale von 48 Windungen von ca. 30 cm Durchmesser gebildet wurde. Mit diesem Schwingungskreis befand sich in loser galvanischer Kopplung der Kreis K_2, welcher bei diesem Versuch die Antenne ersetzen soll. (Künstliche Antenne.) Er enthielt die variable Kapazität C_2, um ihn auf die Frequenz von K_1 abstimmen zu können, die Zusatz-Selbstinduktion L_4, ein ungeshuntetes Hitzdraht-Amperemeter von Hartmann & Braun von 1—10 Amp. Meßbereich, und endlich wurde ein Glühlampenwiderstand W, bestehend aus 27 zweiunddreißigkerzigen 110 Voltlampen, um dem Kreis eine gewisse Dämpfung verleihen zu können, in ihn eingeschaltet. Durch verschiedene Kombination der Belastungslampen und Variation von C_2 und L_4 war es möglich, dem Kreise in den weitesten Grenzen verschiedene Dämpfungen zu geben. Bei unserem Versuch hatte er eine Dämpfung von ca. 0,26 und eine Kapazität von ca. 1390 cm. Parallel zu den Enden der Glühlampen befand sich ein Multizellularvoltmeter E_2 von Hartmann & Braun, um die am Glühlampenwiderstand W auftretende Spannung JW zu messen. Auf Vorschlag von Herrn Einar Tidemand, der mich bei allen meinen Versuchen auf das wertvollste unterstützte, wurden Fadenlampen verwendet, deren Selbstinduktion bei den hier vorhandenen verhältnis mäßig langen Wellen zu vernachlässigen ist. Die Berechnung der Dämpfung der fingierten Antenne geschah nach der Formel

$$\vartheta = \frac{C\,W}{\lambda} K$$

(C Kapazität des Kreises K_2, W sein wirksamer Widerstand, λ die benutzte Welle, K eine vom Maßsystem abhängige Konstante), indem man W aus J und JW bestimmt, kann man den Ausdruck für ϑ auswerten. Andererseits ergibt auch eine einfache Rechnung, daß

$$\vartheta = \pi \frac{J\,W}{S}$$

ist, wenn man mit S die an der Kapazität resp. Selbstinduktion auftretende Resonanzspannung und mit JW wieder die am Widerstand W bei Strom J auftretende Verlustspannung bezeichnet. Die Messung von S erfolgte durch ein elektrostatisches Voltmeter von Siemens & Halske, die der JW-Spannung durch ein Multizellularvoltmeter von Hartmann & Braun. Beide Methoden ergaben sehr gute Übereinstimmung.

Das Produkt der vom Hitzdrahtamperemeter A_2 angezeigten Stromstärke J und der vom Multizellularvoltmeter E_2 angezeigten Spannung JW

gibt uns die in den Glühlampen verbrauchten Watts. Um diese Methode der Wattmessung zu prüfen, d. h. um festzustellen, ob die Meßinstrumente bei Hochfrequenz noch genügend zuverlässige Angaben lieferten, wurden die Lampen mit Gleichstrom so stark belastet, bis das Voltmeter denselben Ausschlag ergab, wie bei Hochfrequenzerregung. Wie die nachstehenden Zahlen beweisen, lasen wir am Amperemeter bei Gleichstrom und Hochfrequenz bei gleicher Spannung immer die gleichen Werte der Stromstärke ab. Man kann somit ungeshuntete Hitzdrahtamperemeter und Multizellularvoltmeter ohne weiteres zum Messen von Hochfrequenzenergien benutzen.

Gleichstrom		Hochfrequenz	
Strom	Spannung	Strom	Spannnung
4	110	4	110
2,6	74	2,6	74

In sehr loser Kopplung mit den Kreisen K_1 und K_2 befand sich der Resonanzkreis K_3, welcher aus der Selbstinduktion L_4, einem großen variablen Luftkondensator C_3 und einem ihm parallel geschalteten kleinen Luftkondensator C_4 und einem Thermoelement besonderer Konstruktion bestand. In Verbindung mit diesem Thermoelement diente ein Weston-Millivoltmeter von sehr geringem Widerstand als Stromeffektsindikator. Die Messung ging nun folgendermaßen vor sich: Bei Zündung der Bogenlampe beginnen die Belastungsglühlampen zu brennen. Die Ablesung von Amperemeter A_2 und Voltmeter E_2 gestattet die in den Lampen verbrauchten Watts direkt zu bestimmen. Während die Belastungslampen brennen, wird mit dem Kreise K_3 eine Resonanzkurve aufgenommen. Herr W. Hahnemann hat meines Wissens zuerst darauf aufmerksam gemacht, daß man ein gutes Kriterium für die sinoidale Kurvenform von Bogenlampenschwingungen hat, wenn die Gestalt der Resonanzkurve beim belasteten und unbelasteten Bogenlampenkreis stets die gleiche bleibt, denn diese ist, wenn der Resonanzkreis K_3 von kontinuierlichen sinoidalen Schwingungen angeregt wird, allein durch die Eigenschaften des Resonanzkreises bestimmt; weiter ist die mit K_3 aufgenommene Resonanzkurve ein Maß für das Fehlen oder Vorhandensein von höheren Harmonischen des eigentlichen Schwingungskreises. Falls solche vorhanden sind, ergibt sich aus der Resonanzkurve eine zu große Dämpfung. Ein periodisches sehr schnelles Schwanken in der Frequenz der Schwingung hat das gleiche Resultat zur Folge.[1]) Er-

1) Anm. d. Red. Vergl. W. Eickhoff, Phys. Zs. 8, 564, 1907.

geben sich somit aus der aufgenommenen Resonanzkurve Dämpfungswerte, welche den für den Resonanzkreis berechneten resp. nach einer anderen Methode beobachteten entsprechen, so kann man die Schwingung als eine ungedämpfte und von höheren Harmonischen freie ansehen. Ist der aus der Resonanzkurve gefundene Wert größer als der berechnete, so erfüllt die Schwingung in ihrer Kurvenform nicht die an sie gestellten Anforderungen. Die wahre Dämpfung ϑ_R des Resonanzkreises bestimmt man am einfachsten wieder nach der Formel

$$\vartheta_R = \frac{C_R W_R}{\lambda} K,$$

wobei C_R und W_R Kapazität und wirksamer Widerstand des Resonanzkreises bedeuten. Der wirksame Widerstand W_R des Resonanzkreises läßt sich nach der von mir und Monasch angegebenen Methode leicht bestimmen. Da die auftretenden Resonanzen außerordentlich scharf sind, läßt sich durch Variation von C_3 eine Resonanzkurve nur sehr ungenau aufnehmen. Es empfiehlt sich daher, die Variation der Kapazität an dem, dem großen Kondensator C_3 parallel geschalteten, viel kleineren Kondensator C_4 vorzunehmen. (20 Grade des kleinen Kondensators $= 1^0$ des großen Kondensators.) In der abgebildeten Resonanzkurve Fig. 2 sind als Abszissen die Grade des kleinen Kondensators (die Kondensatoren des Resonanzkreises waren Köpselsche Drehkondensatoren), als Ordinaten die dem Quadrat des Effektivstromes proportionalen Ausschläge des Millivoltmeters aufgetragen, wobei dem kleinen Kondensator der Kondensator C_3 dauernd parallel geschaltet war.

$$C_3 = 67^0 = 1340^0 \text{ von } C_4.$$

Außerdem sind noch als Abszissen die Wellenlängen und die prozentischen Abweichungen von der Resonanzwelle eingetragen.

Bei dem mitgeteilten Versuch hatten die einzelnen elektrischen Größen folgende Werte:

Primärstromstärke $A_1 = 15$ Amp.
Primärspannung $E_1 = 600$ Volt.
Hochfrequenzstromstärke in der fingierten Antenne $A_2 = 6$ Amp.
JW-Spannung an den Enden der Belastungsglühlampen $E_2 = 283$ Volt.

$$\lambda = 1670 \text{ Meter.}$$

Somit beträgt die Primärenergie 9000 Watt, die sekundäre in den Glühlampen verbrauchte Energie 1700 Watt, was einem Wirkungsgrad von ca. 19 Proz. entsprechen würde. Allerdings wird dieser Wirkungsgrad durch die Sonderfelderregung des Magneten etwas heruntergedrückt.

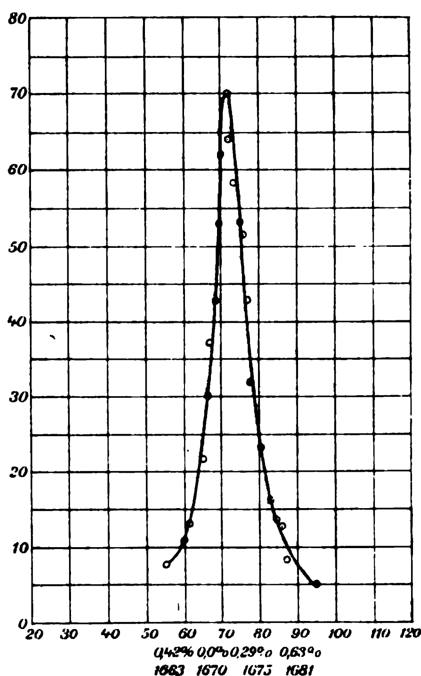


Fig. 2.

Aus der aufgenommenen Resonanzkurve Fig. 2 wurde die Dämpfung des Resonanzkreises ϑ_R zu 0,012 bestimmt. Dieser Wert entspricht dem für ϑ_R nach der Formel

$$C_R = 934 \text{ cm } R. \quad \vartheta_R = \frac{C_R \cdot W_R}{\lambda} K$$

zu 0,013 berechneten innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler. Da wir hier in der Schwingung nur die Eigendämpfung des Resonanzkreises gefunden haben, so können wir die Schwingung im Bogenlampenkreise und in der fingierten Antenne als eine völlig ungedämpfte ansehen. Aus den geringen Schwankungen des Millivoltmeters während der Aufnahme der Resonanzkurve kann man auf die Konstanz der Wellenlänge zurückschließen und findet, daß die Schwankungen weniger als 0,35 pro Mille betragen, d. h. wenn die Welle 1 Kilometer lang wäre, so würde sie sich nur um den Betrag von 35 cm ändern. Ein Teil dieser Schwankung hat noch ihre Ursache in der Inkonstanz der Intensität, die sich natürlich auch im Resonanzkreise bemerkbar machen würde, so daß wir für die Konstanz der Wellenlänge einen noch günstigeren Wert annehmen könnten. Eine solche Konstanz wie die

angegebene, dürfte wohl allen Anforderungen der Praxis völlig genügen und läßt sich bei den außerordentlich ungedämpften Empfangsapparaten des Poulsensystems (Tikker) voll ausnützen.

Tatsächlich sind denn auch die Resultate, die man mit diesem System erreicht hat, als überraschende zu bezeichnen, z. B. gelang es den Herren E. Quäck und R. Hirsch in England, auf eine Entfernung von ca. 450 km mit nur etwa 60 Watt Hochfrequenzenergie [1]), von der nur wieder ein Teil von der Antenne als Nutzdämpfung ausgestrahlt wurde, gute telegraphische Verbindung zu bekommen. Wenn man bedenkt, daß das nur ca. der 3. Teil der Energie ist, wie wir sie bei dem geschilderten Versuch zur Verfügung hatten (1700 Watt), so kann man das Poulsensystem wohl als das aussichtsvollste zum Erzielen großer Reichweiten ansehen. Tatsächlich sind dann auch mit etwas größeren Hochfrequenzenergien wie bei den englischen Versuchen außerordentlich große Distanzen mit Leichtigkeit überbrückt worden.

Die entziehbare Energie von 1700 Watt bildet keineswegs eine obere Grenze. Ebenso ist der angegebene Nutzeffekt noch um ein Bedeutendes steigerbar. Es gelingt mit Leichtigkeit Energien herzustellen, die den angegebenen Betrag um ein Vielfaches übertreffen und hoffe ich, bald Näheres darüber zu berichten.

---

1) Diese Energie, welche etwa der Energie einer 16 kerzigen Glühlampe entspricht, wurde von einer tragbaren Station ausgesandt und von einer normalen Küstenstation auf genannte Entfernung aufgenommen.

(Eingesandt 10. Dezember 1907.)

Literaturverzeichnis.

Adelmann, L., s. Hahnemann, W.

Arco, Graf G. von, Electrician **59,** 565, 1907. Radio-Telegraphic Convention. (Vergl. auch Braun, F.)

Arendt, O., Die elektrische Wellentelegraphie. Braunschweig 1907.

Athanasiadis, G., Phys. Zs. **8**, 606, 1907 u. Journ. de phys. Novbr. 1907. Bestimmung von Selbstinduktionskoeffizienten mittets Differentialelektrometer.

Austin, L. W., Electrician **59**, 632, 1907. (Vergl. auch Verh. Phys. Ges. Heft 18, 347, 1907.) The production of high frequency oscillations from the electric arc.

Barkhausen, H., Phys. Zs. **8**, 624, 1907. Funkenwiderstand.

Battelli, A., Journ. de Phys. Juli u. Septbr. 1907. Resistance électrique des solenoïdes pour les courants de haute fréquence.

— u. **Magri, L.,** Electrician **59**, 516, 1907. The oscillatory discharge in iron wires.

— — Rend. R. Acc. dei Linc. **16**, 155, 1907 u. N. Cim. **13**, 263, 1907. Der elektr. Funke im Magnetfeld.

Berndt, G., Verh. d. Phys. Ges. **9**, 240, 1907. Über den Einfluß des Magnetfeldes auf den Widerstand von Elektrolyten.

Bethenod, J., L'Écl. électr. **58**, 115, 145, 217, 289, 1907. Sur le transformateur à résonance.

Blair, W. R., Phys. Rev. **24**, 531, 1907. The change of phase due to the passage of electromagnetic waves through thin plates.

Blake, F. C. u. **Fountain, C. R.,** Phys. Rev. **23**, 257, 1906. (Vergl. auch I, 166, 1907 dieses Jahrbuches.) Über die Reflexion u. den Durchgang elektr. Wellen durch Schirme von Resonatoren u. durch Drahtgitter.

Blondel, A., Elektrot. Zs. **28**, 803, 1907. Zur Theorie des singenden Lichtbogens.

— Electrician **59**, 642, 1907. On the discharge of condensers charged by transformers and on the regulation of resonance transformers.

— L'Écl. électr. **52**, 429/430, 1907. I. Sur la production d'ondes pour la téléphonie sans fil. II. Nouveaux dispositifs pour la production d'oscillations continues de haute fréquence au moyen de courant continu de haute tension.

Bouljakov, N., Journ. de la soc. phys.-chim. russe **38**, 33, 1906. Étude de la décharge oscillante au moyen du galvanomètre.

— u. **Smirnov, N.,** Ebenda S. 46. Méthode pour déterminer les capacités à l'aide d'un courant intermittent.

Braun, F., Electrician **59**, 565, 1907. Radio Telegraphic Convention.

— Electrician **59**, 729, 1907. Über Prioritätsanspruch hinsichtlich gerichteter drahtl. Telegr. mit Erwiderung von **J. A. Fleming** ebenda.

Bruns, J., Die Telegraphie. Leipzig 1907.

Campbell, A., Proc. Roy. Soc. A **79**, 428, 1907. On a standard of mutual inductance.

— Phil. Mag. (16) **14**, 494, 1907 u. Electrician **60**, 60, 1907. On the measurement of mutual inductance by the aid of a vibration galvanometer.

— Electrician **60**, 134, 1907. On the use of mutual inductance.

Carroll, W. R., Electrician **59**, 519, 1907. Automatic calling device for a wireless telegraph station.

Cartmel, W. B., Phys. Rev. **25**, 64, 1907. The extra-transmission of electric waves.

Coffin, J. G., Electrician 59, 991, 1907 u. Phys. Rev. 25, 71, 1907. The effect of frequency upon the capacity of absolute condensers.

Cohen, L., Phys. Rev. **25**, 143, 1907. The influence of frequency on the resistance and inductance by coils.

— Bull. Bur. of Stand. 3, 295, 1907. An exact formula for the mutual inductance of coaxial solenoids.

Cohen u. **Rosa, E. B.,** ebenda **8**, 305, 1907. The mutual inductance of coaxial solenoids.

Corbino, O. M., Atti Ass. elettrot. ital. **11**, 268, 1907. Ricerche teoriche e sperimentali sul rocchetto di Ruhmkorff.

Culver, Ch. A., Phys. Rev. **25**, 200, 1907. A study of the propagation and interception of energy in wireless telegraphy.

Diesselhorst, H., Verh. Phys. Ges. **9**, 318, 1907. Analyse elektr. Schwingungen mit dem Glimmlichtoszillator.

Ducretet, M. E., Compt. Rend. **145**, 171, 1907. Dispositif de réglage et d'accord pour les récepteurs de postes de télégraphie sans fil.

Duddell, W., The Electr. Engineer 9. Aug. 1907 u. Nature **76**, 426, 1907. The arc and the spark in Radio-Telegraphy.

Eickhoff, W., Phys. Zs. **8**, 494, 1907. Über Messung des Funkenwiderstandes in Kondensatorkreisen.

— Phys. Zs. **8**, 497, 1907. Über Messungen an unterteilten Funkenstrecken.

— Phys. Zs. **8**, 564, 1907. Über das Sprühen von Kondensatoren.

Eisenstein, S., Elektrot. Zs. **28**, 830, 1907. Versuche mit ungedämpften Schwingungen.

Erskine-Murray, J., A handbook of wireless telegraphy. London 1907.

Fessenden, R. A., Electrician **59**, 604, 1907. Wireless telegraphy during daylight.

— Nature **76**, 444, 1907. (Vergl. auch Elektrot. Zs. **28**, 927, 1907. Atmospheric absorption of wireless signals.

— Electrician **59**, 985, 1907. Long distance wireless telegraphy.

Fleming, J. A., Phil. Mag. **14**, 254, 1907 u. Electrician **59**, 917, 1907. Some observations on the Poulsen-arc as a means of obtaining continuous electrical oscillations.

— Electrician **59**, 939, 976, 1016, 1907. (Vergl. auch Electrician **60**, 25, 102, 175, 257, 1907. Polemik Fleming-Madden.) On the elementary theory of electrical oscillations.

— Mitt. an die Phys. Soc. Oktober 1907. (Vergl. auch Electrician **60**, 134, 1907 u. Phil. Mag. **14**, 677, 1907.) On magnetic oscillators as radiators in wireless telegraphy.

Forest, Lee de, Electrician **59**, 806, 1907. Wireless telegraph signals. (Wegen gerichteter Telegr. nach Marconi.)

Fountain, C. R., s. Blake.

Gaiffe et Gunther, C. R. **145**, 566, 1907 u. L'Ecl. électr. **53**, 141, 1907. Transformateurs à fuites magnétiques et à résonance secondaire pour la télégr. sans fil.

Gáti, B., Phys. Zs. **8**, 630, 1907. Einige Meßversuche der ankommenden Ströme bei der drahtlosen Telegraphie.

Grimsehl, E., Phys. Zs. **8**, 481, 1907. Demonstr. Apparate für elektr. Schwingungen.

Hahnemann, W. u. **Adelmann, L.,** Elektrot. Zs. **28**, 988, 1010, 1907. Verluste in Kondensatoren mit festem Dielektrikum u. ihre Dämpfung in Hochfrequenzkreisen.

— s. Traubenberg.

Heinke, C., Elektrot. Zs. **28**, 913, 1907. Die Verwertung des Lichtbogenwechselstromes in der Meßtechnik.

Hemsalech, G. A., Ann. Phys. Beiblätter **31**, 1000, 1907. (Vergl. C. R. **144**, 741, 1907.) Über die Oszillationen höherer Ordnung (Obertöne) im elektr. Funken.

Henry, A., L'Ecl. électr. **53**, 97, 1907. Accroissement de la force électromotrice d'induction par l'emploi de plusieurs interrupteurs de Wehnelt.

Humann, P., Electrician 58, 170, 1906. (Vergl. auch I, 172, 1907, dieses Jahrbuches.) Über den Energieverlust im Dielektrikum bei hohen Wechselspannungen.

Jaumann, G., Wien. Ber. **116**, 389, 1907. (Vergl. auch I, 172, 1907, dieses Jahrbuches.) Strahlungen in starken elektromagnetischen Feldern.

Ignatowsky, W. von, Ann. Phys. **23**, 905, 1907. Berechnung des Widerstandes eines Drahtes bei der Reflexion von elektromagn. Wellen.

Jonas, G., Straßburger Diss. 1907. Die Berechnung der Stromkurve eines Kondensatorkreises aus der Resonanzkurve eines mit ihm lose gekoppelten Sekundärkreises.

Irwin, J. T., Electrician **59**, 564, 1907. Hot-wire oscillographs and hotwire wattmeters. (Anwendung derselben bei periodischen Entladungen).

Krüger, F., Ann. Phys. **21**, 701, 1906. Oszillatorische Entladung polarisierter Zellen.

Laugwitz, M., Experiment. Untersuchungen über das Verhalten nichtmetallischer Gitter gegenüber elektr. Wellen. Breslau 1907. (Vergl. auch I, 173, 1907, dieses Jahrbuches.)

— s. Schaefer.

Lodge, O., The Electr. Eng. 9. Aug. 1907 u. Electrician **59**, 754, 1907. Note on tuning in wireless telegraphy.

Madden, W. M., s. Fleming.

Magri, L., s. Battelli.

Majorana, Elektrot. Zs. **28**, 927, 1907. (Vergl. Electrician **59**, 179, 1907.) Fernsprechen ohne Draht.

Manders, H., Elektrot. Zs. 28, 927, 1907. (Vergl. Electrician **59**, 819, 1907.) Erzeugung ungedämpfter Schwingungen.

Monasch, Br., Electrician **59**, 416, 460, 504, 1907. (Vergl. auch I, 175, 1907, dieses Jahrbuches.) On the loss of energy in the dielectric of condensers and cables.

Montel, A., L'Elettricista 1. Juli 1907 u. L'Écl. électr. 12. Oktbr. 1907. Sur les stations radiotélégraphiques à ondes entretenues.

Morris, J. T., The Electr. Eng. 9. Aug. 1907 u. Electrician **59**, 707, 1907. Note on an oscillographic study of low frequency oscillating arcs.

Nairz, O., Dinglers Polyt. J. S. 322, 490, 1907. Fortschritte auf dem Gebiete der Funkentelegraphie.

Nesper, Eugen, Die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. Leipzig 1907.

Nußbaumer, H. V., Diss. Zürich 1907. Über dielektr. Hysteresis in Kondensatoren.

Orlich, E., Arch. d. Mech. u. Phys. (3) **12,** 159, 1907. Über Aufnahme von Wechselstromkurven durch Oszillographen und ihre Analyse.

Partheil, G., Die drahtlose Telegraphie u. Telephonie. Berlin 1907.

Pierce, G. W., Phys. Rev. **25,** 31, 1907. Crystal rectifiers for electric currents and electric oscillations. Part I. Carborundum.

Riecke, Ed., Göttinger Nachr. math.-phys. Kl. S. 253, 1907. Beitrag zur Theorie ungedämpfter Schwingungen bei Gasentladungen.

Rosa, E. B., N. Cim. (5) **14,** 26, 1907. Sulla funzione del condensatore nel rocchetto d'induzione.

— Phys. Rev. **25,** 79, 1907. A new method for the absolute measurement of inductance.

Rosa, E. B., s. Cohen. (Vergl. auch I, 177, 1907, dieses Jahrbuches.)

Rosing, B. L., Journ. de la soc. phys.-chim. russe **38,** 74, 1906. Sur un nouveau moyen de mesurer les coefficients de self-induction.

Rozansky, D., Ebenda **38,** 455, 1906. Sur la théorie de l'arc chantant.

Rüdenberg, R., Phys. Zs. 8, 668, 1907. Eine Methode zur Erzeugung von Wechselströmen beliebiger Periodenzahl.

Ruhmer, Ernst, Drahtlose Telephonie. Berlin 1907.

Ruß, S., s. Trouton.

Russell, J., Electrician **59,** 480, 1907. The superposition of mechanical vibrations (electric oscillations) upon magnetisation and conversely in iron, steel and nickel.

Sahulka, Joh., Elektrot. Zs. **28,** 1038, 1907. Versuch der Erzeugung von Hochfrequenzströmen mit Benutzung eines Nernstschen Glühkörpers.

Schaefer, Cl. u. Laugwitz, M., Ann. Phys. **23,** 951, 1907. Abhängigkeit des Verhaltens Hertzscher Gitter vom Leitvermögen.

Schmidt, K. E. F., Acta Ac. Leopoldinae S. 125, 1906. Meßapparate für schnelle elektr. Schwingungen u. ihre Verwendung in der drahtlosen Telegraphie.

— Phys. Zs. **8,** 617, 1907. Über elektr. Schwingungen, welche durch eine Wasserstoffunkenstrecke erregt sind.

— Phys. Zs. **8,** 619, 1907. Dämpfung in Sende- u. Empfangssystemen für drahtlose Telegraphie.

Sève, P., C. R. **144,** 1211, 1907. A propos du condensateur parlant.

Simon, H. Th., (nach Versuchen von H. W. Malcolm) Phys. Zs. **8,** 471, 1907. Über den Lichtbogen bei kleinen Stromstärken.

Smirnow, N., s. Bouljakov.

Soisson, G., Arch. trimestr. Inst. Grand-Ducal de Luxembourg 3, 4, 14, 1906. Les mouvements oscillatoires et l'électricité.

Spies, P., Phys. Zs. **8,** 766, 1907. Ein Versuch, betreffend Tonübertragung mittels elektr. Wellen.

Taylor, E., Phil. Mag. **14,** 238, 1907. A short-period electrometer and its use in determining the frequencies of slow electrical oscillations.

Tissot, C., Elektrot. Zs. 28, 889, 1907. Über die Prüfung des Gesetzes des Quadrates der Entfernung (in der Fortpflanzung elektromagn. Wellen) mittels des Bolometers.

Tissot, C., C. R. **145**, 226, 1907. Sur l'effet enregistré par le détecteur électrolytique.

Thomson, Elihu, Electrician **59**, 525, 1907. Undamped oscillations.

Thurn, H., Die Funkentelegraphie. Leipzig 1907.

Tommasina, Arch. sc. phys. et nat. (4) **23**, 98, 1907. Sur le mechanisme vrai de la transmission des radiations et sur la nature électromagnétique de l'élasticité de l'éther.

Traubenberg, H. R. von u. **Hahnemann, W.,** Phys. Zs. **8**, 498, 1907. Untersuchung der Dämpfung von Funkenstrecken in Schwingungskreisen der Hochfrequenztechnik.

Trouton, F. T. u. **Ruß, S.,** Beibl. Ann. Phys. **31**, 995, 1907. (Vergl. Phil. Mag. **13**, 578, 1907.) Über das Wiederauftreten der Rückstandsladung in Kondensatoren.

Upson, W. L., Phil. Mag. (6) **14**, 126, 1907 u. Electrician **60**, 58 u. 90, 1907. Observations on the electric arc.

Valbreuze, R. de, Notions générales sur la télégraphie sans fil. Paris 1907.

Villard, P., C. R. **145**, 389, 1907. (Vergl. Electrician **59**, 1031, 1907.) Sur une génératrice destinée à la télégraphie sans fil.

Vreeland, F. K., Electrician **59**, 685, 1907. (Vergl. auch I, 181, 1907, dieses Jahrbuches.) Undamped electrical oscillations.

Weinberg, Fr., Elektrot. Zs. **28**, 944, 1907. (Vergl. ebenda S. 1095 Korrespond. Koepsel-Weinberg.) Thermophonie und ihre Anwendung im Gebiete stetiger elektr. Schwingungen (Thorium-Thermophon im Wasserstoff als Ersatz für den Duddellschen Lichtbogen).

White, W. P., Phys. Rev. **25**, 138, 1907. On the measurement of the intensity and damping of Hertzian waves in air.

Wien, M., Phys. Zs. **8**, 764, 1907. Eine Fehlerquelle bei der Messung der Dämpfung elektr. Schwingungen nach der Bjerkneßschen Methode.

Wiener, O., Phys. Zs. **8**, 752, 1907. Herstellung langsamer Kondensatorschwingungen in der Größenlage der Schwingungsdauer einer Sekunde u. ihre Verfolgung mit geeignetem Galvanometer u. Elektrometer.

Zenneck, J., Ann. Phys. **23**, 846, 1907. Uber die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche u. ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie.

Detektoren.

1. Kohärer.

Koppes, J., Arch. trimestr. Inst. Grand-Ducal de Luxembourg **3** u. **4**, 1 bis 7, 1906. Nouvelle forme de cohéreur pour la télégr. sans fil.

2. Elektrolytische Wellenindikatoren.

Austin, L. W., Elektrot. Zs. **28**, 973, 1907. Ref. über L'Écl. électr. **49**, 201, 1906. Elektrolytische Wellenanzeiger.

Schmidt, K. E. F., Phys. Zs. **8**, 601, 1907. Studien zum Barretter.

Tissot, C., Electrician **60**, 25, 1907. The electrolytic detector.

3. Thermische Wellenindikatoren.

Austin, L. W., Phys. Rev. **24**, 508, 1907 u. Electrician **59**, 794, 1907. (Vergl. auch Phys. Zs. **8**, 600, 1907.) The high resistance contact thermo-electric detector for electrical waves.

Bücherbesprechungen.

Partheil, G., Die drahtlose Telegraphie und Telephonie. Nach Geschichte, Wesen und Bedeutung für Militär und Marine, Verkehr und Schule gemeinverständlich dargestellt. 2. vermehrte Auflage. gr. 8. VIII u. 221 S. mit 127 Abbildungen und 2 Porträts. Berlin, Gerdes & Hödel. 1907. M. 4.—, gebunden M. 5.— u. 6.50.

Das uns eingesandte Buch ist eine ganz populäre Schrift, wie sie in letzter Zeit zahlreich erschienen sind, die bezweckt und geeignet erscheint, im Laienpublikum das Verständnis und Interesse für das neue Verkehrsmittel der drahtlosen Telegraphie und Telephonie anzuregen. Eine weitere Besprechung für dieses Jahrbuch erübrigt sich. E.

O. Arendt, Die elektrische Wellentelegraphie. Einführung in die Theorie und Praxis. gr. 8. IX u. 169 S. mit 139 Abbildungen. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn 1907. M. 6.—, gebunden M. 7.—.

Das Buch will sich an den immer mehr wachsenden Kreis derjenigen wenden, die praktisch mit der drahtlosen Telegraphie zu tun haben, sowie an alle, die sich ohne zeitraubende Studien über das Wesentliche des neuen Verkehrsmittels unterrichten wollen. Dem Buche liegt das Material von Vorträgen zugrunde, welche G. Seibt vor Beamten der Telegraphenverwaltung abgehalten hat, und in der ganzen Abfassung treten für den Kenner die bekannten Darstellungsmethoden dieses Fachmannes hervor. Ein „Erster Teil" behandelt die physikalischen Grundlagen; ausgehend von den Gesetzen des technischen Wechselstromes führt der Verfasser sukzessive über eine Andeutung der Maxwellschen Theorie hinüber zu den schnellen elektromagnetischen Schwingungen, ihrer Erzeugung, Aufnahme und praktischen Messungen. In der üblichen Weise werden die Erklärungen der Schwingungsvorgänge in einfachen und gekoppelten Systemen wiedergegeben. Ausführungen über die neuen kontinuierlichen Schwingungen nach Duddell-Poulsen beschließen den ersten Teil. Ein „Zweiter Teil" handelt von den Betriebseinrichtungen für elektrische Wellentelegraphie und befaßt sich mit der technischen Apparatur, modernen Stationen etc. Ein Anhang reproduziert die Ableitung der Gleichungen für Kondensatorentladungen.

Im allgemeinen sind die Ausführungen klar und durchaus geeignet dem ersten Bedürfnis nach Belehrung zu entsprechen, so daß wir das Buch empfehlen können.

Immerhin stößt aber eine kritische Beurteilung auch auf Mängel. Wenn z. B. die grundlegenden Arbeiten von M. Wien und P. Drude, die

speziell zum ersten Male völlige Klarheit über die Schwingungs- und Dämpfungsvorgänge in gekoppelten Systemen schafften, überhaupt nur in einer Fußnote (S. 86) angemerkt werden, so ist das gegen jede wissenschaftliche Gerechtigkeit; den Leser muß Näheres darüber viel mehr interessieren als etwa auf S. 152 angeführte pseudowissenschaftliche Ansichten über Strahlungstheorien. Was über Dämpfung gesagt ist, darf nicht dem anspruchslosesten Praktiker genügen.

Das wichtige Kapitel über gerichtete Telegraphie ist zu primitiv und unkritisch gehalten; die wichtige Arbeit von Mandelstam und Papalexi ist nicht einmal namentlich aufgeführt. Überhaupt ist es ein Mangel des Buches, daß bekannte Arbeiten anderer Fachleute nicht einmal dem Namen nach erwähnt sind, was zum mindesten in einem jetzt fehlenden Literaturverzeichnis hätte geschehen sollen. E.

(Eingesandt 11. November 1907.)



Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 1. 1907. Heft 3.

Über Verbesserungen an Hitzdraht-Luftthermometern.

Von **A. Espinosa de los Monteros.**

Die hauptsächlich durch F. Braun in die drahtlose Telegraphie eingeführten Hitzdraht-Luftthermometer (Rieß sche Luftthermometer) sind in letzter Zeit etwas außer Mode gekommen. Schuld daran war jedenfalls zum Teil der Umstand, daß sie in der bisherigen Ausführung (Fig. 1) gewisse Mängel zeigten: geringe Empfindlichkeit, Abhängigkeit von äußeren Temperatureinflüssen, zum Teil Trägheit der Einstellung.[1] Auf der anderen Seite besitzen diese Instrumente aber in ihrer Billigkeit und der leichten Ersetzbarkeit des Hitzdrahts Vorzüge, die sie für orientierende Laboratoriumsmessungen sehr geeignet erscheinen lassen. Ich versuchte deshalb auf Anregung von Herrn Prof. Zenneck, die Mängel der Instrumente durch Änderung der Konstruktion abzustellen.

Um die Wärmeabgabe nach außen möglichst herabzudrücken, umgab ich in üblicher Weise das Gefäß des Instruments mit einem zweiten, und evakuierte den Raum zwischen beiden. Weder dies noch

1) Dazu kam, daß Hartmann & Braun ein für Messungen mit schnellen Schwingungen besonders konstruiertes, sehr bequemes Hitzdrahtinstrument „Wattmeter“ in den Handel brachten. Außerdem verbreitete sich die Erkenntnis immer mehr, daß für genaue Messungen alle diese Instrumente im allgemeinen nicht geeignet, sondern empfindlichere Instrumente (Thermoelement, Bolometer, Thermogalvanometer) zu verwenden sind.

die Versilberung der Innenwände des evakuierten Raumes ergab eine Steigerung der Empfindlichkeit; durch beides wurde aber eine praktisch vollkommene Unempfindlichkeit gegen äußere Einflüsse (Luftströmungen, Wärmestrahlung von außen) erzielt. Ersatz der durch den Stopfen *S* führenden Zuleitungsdrähte aus Kupfer durch solche aus Blei (geringes Wärmeleitvermögen) gab keinen Vorteil.



Fig. 1.

Wie von vornherein anzunehmen war, ist Material, Länge und Dicke des Hitzdrahts ohne erheblichen Einfluß auf die Empfindlichkeit des Instruments, wenn man unter Empfindlichkeit den Ausschlag pro Watt versteht. Von großer Bedeutung ist aber die Wahl des Hitzdrahts auf die Schnelligkeit der Einstellung: je kürzer und hauptsächlich je dünner der Hitzdraht ist, um so rascher erfolgt die Einstellung. Kommt es auf möglichst geringen Widerstand an, so ist Kupferdraht von 0,02 mm Durchmesser und $^1/_2$ cm Länge empfehlenswert, dagegen ein längerer Konstantan- oder Manganindraht von demselben Durchmesser, wenn das Instrument für möglichst geringe Stromstärken gebraucht werden soll.

Die Empfindlichkeit des Instruments wird wesentlich gesteigert, wenn man nicht die durch die Erwärmung der Luft hervorgerufene Druckänderung, wie es bei der Ausführung Fig. 1 der Fall ist, beobachtet, sondern die Volumänderung, wenn man also die vertikalen Röhren von Fig. 1 ersetzt durch eine nahezu horizontale Röhre und als Index einen ganz kurzen Flüssigkeitsfaden benützt (vgl. Fig. 3). Ich erhielt z. B. unter sonst gleichen Umständen mit vertikalem U-Rohr 12 mm, mit nahezu horizontalem Rohr 75 mm Ausschlag.

Bezüglich des Einflusses der Gefäßgröße zeigte sich folgendes. Beobachtet man die Druckänderung (Fig. 1) der Luft, so besitzt die Empfindlichkeit des Instruments für eine bestimmte Gefäßgröße unter sonst gleichen Umständen ein Maximum.[1]) Kommt dagegen die Volum-

1) Bei 0,135 Amp. Strom ergab unter sonst gleichen Umständen ein Gefäß von 79,5 ccm 5 mm, ein solches von 20 ccm 12 mm, ein solches von 2,5 ccm 2 mm Ausschlag.

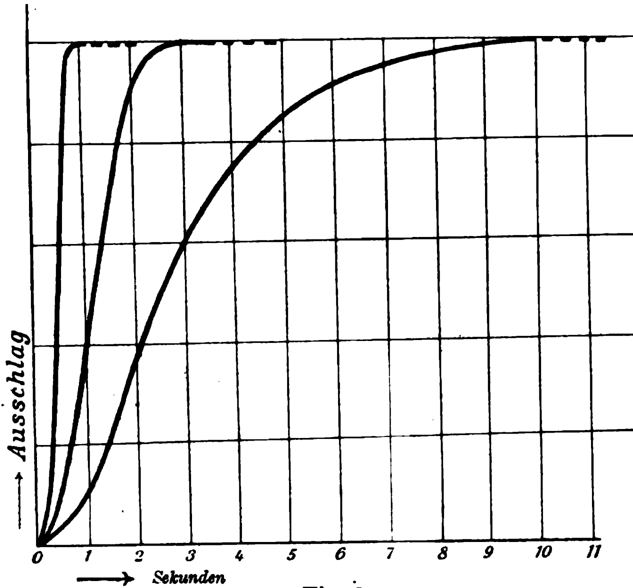


Fig. 2.

änderung zur Beobachtung, so wird die Empfindlichkeit um so größer, je größer das Gefäß ist.[1]) In beiden Fällen aber erfolgt die Einstellung um so schneller, je kleiner das Gefäß ist: Wie ungünstig die Steigerung der Gefäßgröße die Schnelligkeit der Einstellung beeinflußt, zeigen die Kurven von Fig. 2, welche die Abhängigkeit des Ausschlags von der Zeit bei verschiedenen Gefäßgrößen (die Kurve am weitesten rechts für das größte Gefäß) angeben.

Eine erhebliche Steigerung der Empfindlichkeit ohne jeden Nachteil ließ sich erzielen, als ich auf Vorschlag von Herrn Prof. Zenneck einfach das Gefäß umdrehte, so daß der Hitzdraht in den unteren Teil des Gefäßes zu liegen kommt (vgl. Fig. 3).[2]) Es ergab z. B. ein Instrument in der Anordnung von Fig. 1 einen Ausschlag von 37 mm, nach dem Umkehren unter sonst gleichen Umständen einen Ausschlag von 75 mm. Auch bezüglich der Konstanz der Ausschläge bietet diese Anordnung Vorteile.

1) Unter sonst gleichen Umständen lieferte das Gefäß von 79,5 ccm Inhalt 100 mm, dasjenige von 20 ccm Inhalt 75 mm und dasjenige von 2,5 ccm 6 mm Ausschlag.

2) Der Grund dafür ist wohl der, daß bei der Anordnung von Fig. 1 sich nur ein kleiner Teil des Luftinhalts überhaupt erwärmt, aber verhältnismäßig hohe Temperatur annimmt, was zu starken Wärmeverlusten führt.

Nach den bisherigen Erfahrungen scheint demnach die günstigste Form eines Instruments diejenige von Fig. 3 (Seitenansicht) bzw. Fig. 4 (Ansicht von oben) zu sein.[1]) Dabei ist vorausgesetzt, daß die Ablesung von oben erfolgt; sonst ist Stellung der Skala ev. auch des Hahns entsprechend zu ändern.

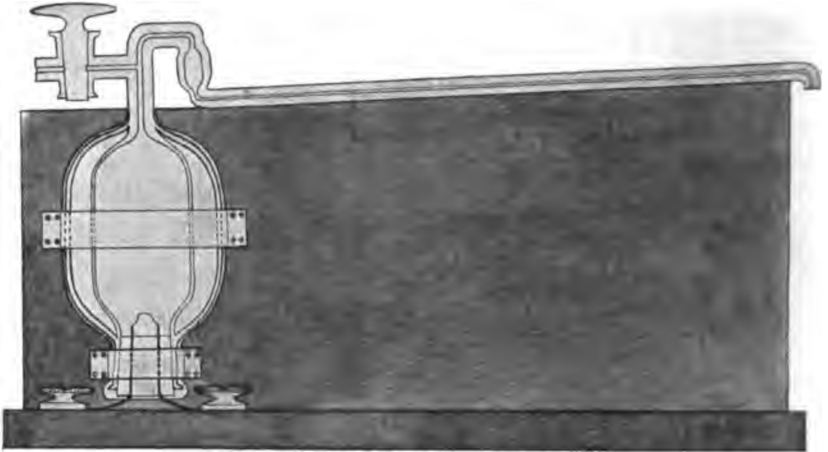


Fig. 3.

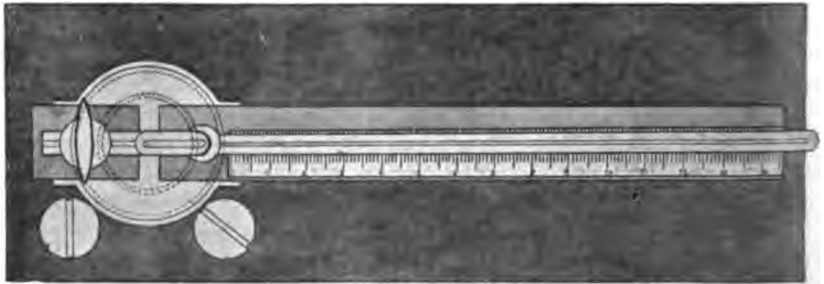


Fig. 4.

Die Ausschläge eines solchen Instruments sind annähernd $\sim J^2_{\text{eff.}}$, die endliche Einstellung erfolgt nach ungefähr 3 Sekunden, seine Empfindlichkeit ist aus folgenden Zahlen zu ersehen:

---

1) Das Skalenrohr darf bei Verwendung von Alkohol als Füllflüssigkeit kein größeres Lumen als 0,7 mm haben. Die Umbiegung des Rohres am Ende ermöglicht eine sehr einfache Einführung des Flüssigkeitsfadens.

a) Hitzdraht aus Kupfer, Länge 2 cm, Durchmesser 0,02 mm, Widerstand 0,9 Ohm: für 0,135 Amp. 75 mm Ausschlag;
b) Hitzdraht aus Manganin, Länge 36 mm, Durchmesser 0,02 mm, Widerstand 34 Ohm: für 0,020 Amp. 75 mm Ausschlag.

Das Instrument braucht also für 100 mm Ausschlag ungefähr 0,02 Watt. Es ist also ungefähr fünfmal empfindlicher als die sog. „Wattmeter" älterer Konstruktion von Hartmann & Braun, ungefähr ebenso empfindlich wie die „Wattmeter" neuerer Konstruktion von Hartmann & Braun, die aber in der Handhabung etwas bequemer sind. Für manche Zwecke ist es ein Vorteil der Hitzdraht-Luftthermometer mit Kupferdraht, daß sie wegen ihres geringen Widerstands — er läßt sich nach meinen Erfahrungen ohne Nachteil durch Verkürzen des *Cu*-Drahtes unter $^1/_2$ Ohm herabdrücken — in Resonanzkreise direkt eingeschaltet werden können, ohne daß die Schärfe der Resonanz stark geschädigt würde.

Braunschweig, Physikalisches Inst. der Techn. Hochschule.

(Eingesandt 21. Dezember 1907.)

Über Meßinstrumente für Hochfrequenzströme.

Von **A. Espinosa de los Monteros.**

Seitdem man in der drahtlosen Telegraphie aus dem Stadium nur qualitativer Versuche herausgetreten ist und sich auch denjenigen Fragen zugewandt hat, die sich nur durch quantitative Versuche entscheiden lassen, hat man den empfindlichen Meßinstrumenten für Wechselströme höhere Beachtung geschenkt als bisher. Die folgende Tabelle, die keine Vollständigkeit anstrebt, sondern nur die gebräuchlichsten Instrumente enthält, soll zeigen, was bis jetzt in dieser Beziehung erreicht worden ist. Der in der letzten Spalte (Watt pro Ausschlag von 100 mm bzw. Skalenteilen) angegebene Energieverbrauch gibt ein Maß für die Empfindlichkeit der Instrumente. Nicht gleichbedeutend

Art des Instrumentes	Konstanten des verwendeten Galvanometers	Art der Ablesung	Widerstand in Ohm	Zusammengehörige Werte von Strom und Ausschlag	Wattverbrauch für 100 mm bzw. Skalenteile Ausschlag
Hitzdraht-Luftthermometer. Kupferdraht von 0,02 mm Durchmesser, 1 cm Länge[1])		Direkte Ablesung	0,78	100 mm Ausschlag 0,178 Amp.	247×10^{-4}
Hitzdraht-Luftthermometer. Manganindraht von 0,02 mm Durchmesser, 3,6 cm Länge[1])		„	34	100 mm Ausschlag 0,024 Amp.	200×10^{-4}
Hitzdrahtinstrument sog. Wattmeter von Hartmann & Braun (ältere Konstruktion)[2])		„	13	Ganze Skale 0,088 Amp.	1000×10^{-4}
Hitzdrahtinstrument sog. Wattmeter von Hartmann & Braun (neue Konstruktion)[2])		„	9,37	Ganze Skale = ca. 45 mm 0,04 Amp.	333×10^{-4}
Bolometer von Béla Gáti. Platindraht von 0,0025 mm Durchmesser[3])	Widerstand = 60 Ohm Empfind. 1° = 10^{-6} Amp.	„	44	10° Ausschlag 0,001 Amp.	$4{,}4 \times 10^{-4}$
Bolometer, nicht evakuiert. Eisendraht von 0,02 mm Durchmesser[4])	Widerstand = 255 Ohm Empfind. 1 mm = $8{,}55 \times 10^{-9}$ Amp.	Spiegel-Ablesung[5])	1,8	100 mm Ausschlag 0,0117 Amp.	$2{,}46 \times 10^{-4}$
Dasselbe Bolometer evakuiert[4])	„	„	2,2	100 mm Ausschlag 0,002 Amp.	$0{,}088 \times 10^{-4}$
Thermoelement von Vöge. Eisen und Konstantan 0,02 mm Durchmesser[6])	Widerstand = 30 Ohm Empfind. 1 Skt. = $2{,}5 \times 10^{-8}$ Amp.	„	3,6	100 mm Ausschlag 0,0126 Amp.	$5{,}68 \times 10^{-4}$
Brandessches Thermoelement. Eisen und Konstantan 0,025 mm Durchm. Nicht evakuiert[7])	Widerstand = 255 Ohm Empfind. 1 mm = $8{,}55 \times 10^{-9}$ Amp.	„	5,1	100 mm Ausschlag 0,036 Amp.	$66{,}1 \times 10^{-4}$
Dasselbe Thermoelement evakuiert[7])	„	„	5,1	100 mm Ausschlag 0,006 Amp.	2×10^{-4}
Duddell-Thermogalvanometer. Gold heater[8])		„	18	100 mm Ausschlag: 320×10^{-6} Amp.	$0{,}046 \times 10^{-4}$
Duddell-Thermogalvanom. Platin auf Glas[8])		„	103	$138{,}4 \times 10^{-6}$ Amp.	$0{,}049 \times 10^{-4}$
„ „		„	202,5	110×10^{-6} Amp.	$0{,}061 \times 10^{-4}$
„ „		„	363	$92{,}4 \times 10^{-6}$ Amp.	$0{,}077 \times 10^{-4}$
„ „		„	1071	$48{,}4 \times 10^{-6}$ Amp.	$0{,}063 \times 10^{-4}$
„ „		„	3367	$35{,}2 \times 10^{-6}$ Amp.	$0{,}104 \times 10^{-4}$
„ „		„	13910	$12{,}4 \times 10^{-6}$ Amp.	$0{,}055 \times 10^{-4}$

1) Versuche im physik. Institut Braunschweig. — 2) Angabe der Firma Hartmann & Braun. — 3) Mitteilung von Herrn Béla Gáti; Brückenstrom 0,02 Amp. — 4) Versuche im physik. Institut Braunschweig; Brückenstrom 0,09 Amp.; Strom durch den Bolometerdraht 0,04 Amp. — 5) Bei Spiegelablesung ist hier und in folgenden ein Skalenabstand von 1 m angenommen. — 6) E.T.Z. 1906, S. 467. — 7) Versuche im physik. Institut Braunschweig. — 8) In der Ausführung der Cambridge Scientific Instrument Co. Vgl. Broschüre dieser Gesellschaft.

damit ist natürlich die praktische Brauchbarkeit, für die noch ganz andere Gesichtspunkte als die Empfindlichkeit maßgebend sind.

Braunschweig, Physikalisches Inst. der Techn. Hochschule.

(Eingesandt 21. Dezember 1907.)

The theory of bent antennae.[1])

By J. A. Fleming.

In the last number of the „Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie" Dr. Mandelstam makes an attack upon a theory of the bent antenna which I published in the Proceedings of the Royal Society of London, in July 1906. As that Paper was previously submitted for examination to the eminent mathematical physicist, Dr. J. Larmor, the Secretary of the Royal Society, and received his general approval as regards the methods employed, I have full reason to believe that the ideas underlying the theory there given are not essentially erroneous. Since reading Dr. Mandelstam's criticism, I have again looked very carefully into the matter to see if there is any foundation for the objections raised to my theory. There is no possibility of denying that the radiation of a bent antenna which is connected to the earth is asymmetrical. Mr. Marconi's experiments published in 1906 put this matter beyond doubt and they have been confirmed by me and others. Mr. Marconi now employs an antenna partly vertical, but the greater part horizontal, at his Power Stations at Poldhu, Clifden, and Glace Bay, and there is no doubt that the radiation of these antennae is asymmetric. I have also proved by experiments in the Laboratory that this asymmetry exists when the antenna is not connected to earth.

In my theory I endeavoured to account for this effect by examining the radiation of a simple Hertzian oscillator consisting of a wire bent twice at right angles. It was assumed that the current in the oscillator

---

1) Wir nehmen diesen Aufsatz ausnahmsweise in der englischen Sprache des Originals auf. Die Erwiderung von Dr. Mandelstam folgt unmittelbar. Die Redaktion.

was the same at all points as otherwise the mathematical difficulties were too great, and no mathematician to whom I have spoken on the subject has yet been able to arrive at a solution of the problem when the current is not the same at all points. Hence my theory starts from this limitation and is only accurate to that degree. It is therefore accurate to within the same degree that the solution given by Hertz for the simple straight oscillator or doublet is accurate, and it proceeds on principles which cannot be refuted. If then a small Hertzian oscillator of length δx and maximum electric moment $\varphi = Q\delta x$ is placed with its centre at the origin, as in Fig. 1, and if

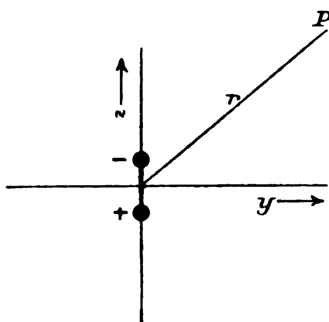


Fig. 1.

we assume that oscillations of frequency $n/2\pi$ are set up in it so that the charge varies harmonically, then the electric potential V at a distance r at any time t is given by the expression

$$V = \frac{\varphi}{k}\frac{d\Pi}{dx} \quad \text{where } \Pi = \frac{\operatorname{Sin} n(t - Ar)}{r} \qquad \text{and}$$

A = the reciprocal of the velocity of propagation, and k = the dielectric constant of the medium, the permeability being taken at unity.

It is likewise undeniable that the vector potential H due to the current in the oscillator is given by the expression $H = -\varphi \frac{d\Pi}{dt}$.

These expressions lead at once to the well known Hertzian expressions for the electric and magnetic forces of the oscillator. Now it may be contended that these expressions have been obtained on the assumption that r is large compared with δx and that therefore they are only valid for very great distances. Nevertheless it is known that these expressions give the electric and magnetic forces with sufficient accuracy for practical purposes even within an distance of

2 or 3 wave lengths, that is, within 5 or 6 times the length of the oscillator.

If then a Hertzian oscillator with a bent wire as in Fig. 2 is placed with centre at the origin and if φ is the maximum electric moment or product of the maximum end charge and the shortest distance δz between the ends, and if M is the maximum magnetic moment or product of the maximum current I and the area $\delta y \cdot \delta z$ enclosed, then the electric potential at the distance r is given by the expression

$$V = \frac{\varphi}{k}\frac{d\Pi}{dz} + \frac{M}{2nk}\frac{d^2\Pi}{dy \cdot dz}.$$

Also the components H and G of the vector potential parallel to z and y axes are given by,

$$H = -\varphi\frac{d\Pi}{dt} + \frac{M}{2n}\frac{d^2\Pi}{dy\,dt}, \quad G = -\frac{M}{n}\frac{d^2\Pi}{dz\,dt}.$$

From these expression we can obtain the values of the electric and magnetic forces by Maxwell's equations, as given in my Paper.

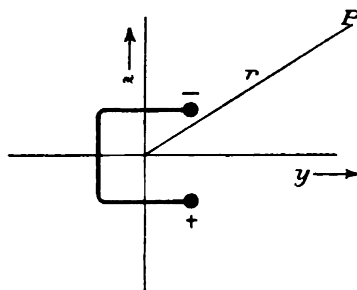


Fig. 2.

If then we obtain the differential coefficients of

$$\Pi = \frac{\sin n(t - Ar)}{r} = \frac{\sin X}{r}$$

and in these expressions put $z = 0$ we can calculate quite easily the value of the electric force R at points on the axis of y parallel to the axis of z. For the value of R is given by the expression

$$R = -\frac{dH}{dt} - \frac{dV}{dz}.$$

But

$$V = \frac{\varphi}{k}\frac{d\Pi}{dz} + \frac{M}{2nk}\frac{d^2\Pi}{dy\,dz}$$

and

$$H = -\varphi \frac{d\Pi}{dt} + \frac{M}{2n}\frac{d^2\Pi}{dy\,dt}.$$

Therefore

$$R = \varphi \frac{d^2\Pi}{dt^2} - \frac{M}{2n}\frac{d^3\Pi}{dy\,dt^2} - \frac{\varphi}{k}\frac{d^2\Pi}{dz^2} - \frac{M}{2nk}\frac{d^3\Pi}{dy\,dz^2}.$$

If then $\Pi = \frac{\operatorname{Sin} n(t - Ar)}{r} = \frac{\operatorname{Sin} X}{r}$ and if we obtain the various differential coefficients and put in them $z = 0$ we have

$$\left(\frac{d^2\Pi}{dt^2}\right)_{z=0} = -\frac{n^2 \operatorname{Sin} X}{r}, \quad \left(\frac{d^2\Pi}{dz^2}\right)_{z=0} = -\frac{mr \operatorname{Cos} X}{r^3} - \frac{\operatorname{Sin} X}{r^3}$$

$$\left(\frac{d^3\Pi}{dy\,dt^2}\right)_{z=0} = \frac{n^2 mr \operatorname{Cos} X}{r^3}\cdot y + \frac{n^2 \operatorname{Sin} X}{r^3}\cdot y$$

$$\left(\frac{d^3\Pi}{dy\,dz^2}\right)_{z=0} = \frac{3 \operatorname{Sin} X - m^2 r^2 \operatorname{Sin} X + 3 mr \operatorname{Cos} X}{r^4}\cdot\frac{y}{r}.$$

Hence

$$-R = \varphi \frac{n^2 \operatorname{Sin} X}{r} + \frac{M}{2n}\frac{n^2 mr \operatorname{Cos} X}{r^3} y + \frac{Mn^2}{2n}\frac{\operatorname{Sin} X}{r^3} y$$

$$-\frac{\varphi}{k}\frac{mr \operatorname{Cos} X}{r^3} - \frac{\varphi}{k}\frac{\operatorname{Sin} X}{r^3} + \frac{M}{2nk}\left(\frac{3 \operatorname{Sin} X - m^2r^2 \operatorname{Sin} X + 3 mr \operatorname{Cos} X}{r^4}\cdot\right)\frac{y}{r}$$

Collecting terms in Sin X and Cos X we have,

since $\frac{n^2}{m^2} = \frac{1}{k}$, $-R = \frac{1}{kr^3}\left[\varphi(m^2r^2 - 1) + \frac{3}{2}\frac{M\cdot A}{mr}\cdot\frac{y}{r}\right] \operatorname{Sin} X$

$$-\frac{1}{kr^3}\left[\varphi mr - \frac{M\cdot A}{2}(m^2r^2 + 3)\cdot\frac{y}{r}\right] \operatorname{Cos} X.$$

Hence the amplitude of R or the electric force parallel to the z-axis at points on the y-axis is given by

$$\frac{1}{kr^3}\sqrt{\left(\varphi(m^2r^2 - 1) + \frac{3}{2}\frac{M\cdot A}{mr}\cdot\frac{y}{r}\right)^2 + \left(\varphi mr - \frac{M\cdot A}{2}(m^2r^2 + 3)\frac{y}{r}\right)^2}$$

If then $y = -r$ the above expression is greater than if $y = +r$. That is to say the electric force at any distance r is greater when the point on the y-axis is taken in a negative direction. There is therefore no mistake in writing Cos Θ for $-$Cos Θ as Dr. Mandelstam asserts. It is true that in my Paper in the Proceedings of the Royal Society in July 1906 there are two small mistakes in numerical coefficients in the expression for the electric force R, where by mistake 18 is written instead of 15 and 8 instead of 6. This however does not affect the final result. This mistake has not been detected either by Dr. Mandelstam or by Herr Uller. If therefore they have not been sufficiently carefully through the differentiation to detect this

numerical error, it is highly probable that they have themselves made a mistake in concluding that I have written $-\text{Cos}\,\Theta$ for $\text{Cos}\,\Theta$.

It will be seen that in the above analysis I have not employed any angle Θ, but have deduced the expression for the amplitude of the electric force normal to the equatorial plane without the use of any symbol for an angle.

If therefore Dr. Mandelstam still contends that I am wrong he will have to point out specifically where in the above analysis in this paper there is any mistake in an algebraic sign. Meanwhile I say that there is no mistake, and that the results of experiment are in accordance with the deductions from the theory given above. I have here deduced the same result as in my former Paper, but with some changes in the expressions.

It is therefore clear that an asymmetry of radiation exists in the equatorial plane in the direction of the y-axis, and that this asymmetry depends upon the ratio of $\varphi m r$ to $\frac{M \cdot A}{2}(m^2 r^2 + 3)$ or of φ to $\frac{M \cdot A}{2} m r$, being greatest when these are equal. It is therefore a maximum for a certain distance $r = \frac{2\varphi}{M \cdot A m}$ and when r is very large this asymmetry dissappears.

For any form of bent oscillator there can be no asymmetry for an extremely large distance.

I must therefore conclude that contrary to the opinion of Dr. Mandelstam my theory is not erroneous but in substantial agreement with the results of experiment.

Zur Theorie der gebogenen Antenne.

Von L. Mandelstam.

Herr Fleming hat zwei Arbeiten über die Theorie der gebogenen Antenne veröffentlicht.[1])

1) Proceedings of The Royal Society 78, 1, 1907 und eine zweite: Phil. Mag. (6) 12, 588, 1906. — Ein Teil der zweiten Arbeit berichtet über Versuche.

Abgesehen davon, daß die Resultate beider Untersuchungen sich widersprechen, kommt er zu Ergebnissen, welche mit einfachen Überlegungen über die Größenordnung der zu erwartenden[1]) Unsymmetrie nicht im Einklang stehen.

Dieser Umstand veranlaßte mich, die Aufgabe unabhängig von der Behandlung des Herrn Fleming anzugreifen und nachher, als ich zu andern Resultaten kam, auch nachzusehen, wo die Differenz zwischen unseren Rechnungen zu finden sei. Dies möchte ich bemerken, da Herr Fleming zu glauben scheint, ich hätte mir die Aufgabe gestellt, alle seine Rechnungen auf etwaige Rechenfehler zu untersuchen.

Die erste Differenz betrifft den Vorzeichenfehler von cos Θ, auf welchen schon Uller vor mir aufmerksam gemacht hat. Ich habe schon darauf hingewiesen, daß ich diese Differenz für die Hauptfrage von untergeordneter Bedeutung halte. Der richtige Wert des Vorzeichens ergibt eine Asymmetrie (für nicht zu große Entfernungen), welche gerade um 180^0 gegen die von Herrn Fleming berechnete und in der Nähe einer gebogenen Antenne beobachtete gedreht ist. Der Fehler würde aber die Asymmetrie als solche nicht beeinflussen.

Da Herr Fleming mich zur Klärung der Frage um genaue Angabe bittet, wo der Fehler liege, so will ich diesem Wunsch im folgenden entsprechen.

Allgemein gesagt: Herr Fleming hat einen oszillierenden vertikalen Dipol und untersucht dessen Feld. Er verschiebt den Dipol parallel zu sich selbst, sagen wir nach links, und frägt nun nach der Veränderung, welche dadurch das Feld in irgendeinem Punkte erleidet. Er rechnet aber so, als ob statt des Dipols der Aufpunkt verschoben würde (er differenziert nach dessen Koordinaten). Das ist natürlich zulässig, nur muß Herr Fleming dann den Aufpunkt nach rechts verschieben. Er verschiebt ihn aber nach links und so entsteht ein Vorzeichenfehler.

Ich will jetzt die Sache im einzelnen verfolgen. Da ich mich dabei auf einige Formeln des Herrn Fleming beziehen muß, die sich nicht in seiner Erwiderung befinden, so schließe ich mich an die Definitionen und Bezeichnungsweise an, welche Herr Fleming in der Arbeit in „Proceedings“ benutzt hat.

---

1) Es ist selbstverständlich, daß es sich hier um die Theorie der von Herrn Fleming behandelten Anordnung handelt und nicht um Versuche mit gebogenen Antennen. Ich habe diese beiden Fragen in meinem Aufsatze auseinandergehalten, was ich übrigens ausdrücklich dort hervorhob.

Da es sich zunächst um eine Vorzeichenfrage handelt, halte ich es für nicht überflüssig, alle vorkommenden Definitionen auch auf das Vorzeichen hin von vornherein genau zu formulieren, wenn auch dabei das Präzisieren einiger Definitionen für die Frage nach der Asymmetrie der Amplitude unwesentlich ist, und etwas weitläufig erscheint.

Herr Fleming schreibt für das skalare Potential eines in der z-Richtung schwingenden Dipols. (Die Dielektrizitätskonstante $k=1$ gesetzt)

$$V=-\varphi\frac{d}{dz}\left(\frac{\sin(mr-nt)}{r}\right) \tag{1}$$

und für die Komponenten des Vektorpotentials

$$F=G=0,\ H=-\varphi n\frac{\cos(mr-nt)}{r}. \tag{2}$$

Oder wenn man $\frac{\sin(mr-nt)}{r}=\Pi$ setzt $V=-\varphi\frac{d\Pi}{dz};\ H=\varphi\frac{d\Pi}{dt}$.

Darin bedeutet $\frac{2\pi}{n}$ die Periode, $\frac{2\pi}{m}$ die Wellenlänge, r die Entfernung von dem Punkte (xyz), in welchem das Feld gesucht wird, dem sogenannten Aufpunkte, bis zu dem Mittelpunkt des Dipols. φ ist folgendermaßen definiert: Das Moment des vertikalen Dipols (Fig. 1 der Arbeit in den „Proceedings" oder der Erwiderung) besitzt nur die z-Komponente; wir bezeichnen sie mit p_z, d. h. p_z ist positiv zu rechnen für die positive Richtung der z-Achse. p_z ist eine periodische Größe. Dann muß φ definiert werden durch die Gleichung $p_z=-\varphi\sin nt$. Mit dieser Definition von φ sind die Formeln (1) und (2) für die Potentiale auch dem Vorzeichen nach richtig, wenn $\frac{d}{dz}$ wie bei Herrn Fleming die Differentiation nach der z-Koordinate des Aufpunktes bedeutet. Daß Herr Fleming tatsächlich so φ definiert wissen will, scheint mir aus der Fig. 1 seiner Erwiderung zu folgen (vergl. die Stelle des + und — Zeichens an den Enden des Dipols und die Richtung der positiven z).[1]

Für die Größe der Amplitude hat dieser Umstand gar keine Bedeutung, nur auf das Vorzeichen des gesamten Feldes in einem Punkte zu einer bestimmten Zeit ist es von Einfluß. Deswegen habe ich diese Frage in meinem Aufsatze gar nicht erwähnt.

1) In seiner Arbeit in den „Proceedings" könnte man aus der Fig. 1 und aus dem Text zu entnehmen geneigt sein, daß er φ aus der Gleichung $p_z=\varphi\sin nt$ definiert. Dann müßte das Vorzeichen in (1) und (2) umgekehrt werden. Dasselbe gilt für φ' (vergl. weiter unten).

Die Feldstärken ergeben sich aus den Potentialen durch Differentiation nach der Zeit und nach den Koordinaten x, y, z des Aufpunktes, wie es Herr Fleming auch tut.

Die Berechnung des Feldes von den drei Dipolen (Fig. 2 des Herrn Fleming) führt Herr Fleming so aus, daß er den vertikalen Dipol und die Strecke $-\frac{\delta y}{2}$ verschiebt und zwei horizontale Dipole mit entgegengesetzt gerichteten Strömen in Abständen $\pm\frac{\delta z}{2}$ anbringt, wo δy die Länge des horizontalen und δz des vertikalen Dipols bedeuten.

Wenn der Mittelpunkt seiner Fig. 2 die Koordinaten x', y', z' hat, ich bezeichne ihn mit O, so ist r in den Gleichungen (1) und (2), welche sich auf den vertikalen Dipol mit dem Mittelpunkt in O beziehen

$$r^2 = (x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2. \tag{3}$$

Die Potentiale des um die Strecke $-\frac{\delta y}{2}$ verschobenen Dipols erhalten wir, indem wir in r statt $(x'y'z')$ $x', y' - \frac{1}{2}\delta y, z'$ setzen, also wird z. B.

$$V = -\varphi\frac{d\Pi}{dz} + \frac{1}{2}\frac{d}{dy'}\left(\varphi\frac{d\Pi}{dz}\right)\delta y, \tag{4}$$

dabei beschränkt man sich selbstverständlich auf Glieder erster Ordnung in $\frac{\delta y}{\lambda}$, weil ja (4) nichts anderes ist als eine mit den Gliedern erster Ordnung abgebrochene Reihenentwicklung.

Herr Fleming schreibt aber

$$V = -\varphi\frac{d\Pi}{dz} + \frac{1}{2}\frac{d}{dy}\left(\varphi\frac{d\Pi}{dz}\right)\delta y,$$

anstatt also den Mittelpunkt des Dipols um $-\frac{\delta y}{2}$ zu verschieben, verschiebt er den Aufpunkt um $-\frac{\delta y}{2}$. Diese beiden Operationen sind aber, wie schon einleitend bemerkt wurde, nicht äquivalent. Es entspricht vielmehr einer Verschiebung von dem Mittelpunkt des Dipols um $-\frac{\delta y}{2}$ eine Verschiebung des Aufpunktes um $+\frac{\delta y}{2}$. Aus (3) und (1) und (2) erhalten wir

$$\frac{d}{dy} = -\frac{d}{dy'}.$$

Will man also mit Herrn Fleming nur Differentiationen nach (x, y, z) behalten, so wird die Formel (4)

$$V = -\varphi \frac{d\Pi}{dz} - \frac{1}{2} \frac{d}{dy}\left(\varphi \frac{d\Pi}{dz}\right) \delta y$$

anstatt wie bei Fleming

$$V = -\varphi \frac{d\Pi}{dz} + \frac{1}{2} \frac{d}{dy}\left(\varphi \frac{d\Pi}{dz}\right) \delta y.$$

Genau ebenso ergibt sich das skalare Potential der horizontalen Dipole zu

$$V = -\varphi' \frac{d^2\Pi}{dz' dy} \delta z \text{ oder } = +\varphi' \frac{d^2\Pi}{dz dy} \delta z$$

(wo φ' aus der folgenden Gleichung definiert ist. Der horizontale Dipol mit der Koordinate $+\frac{\delta z}{2}$ hat nur die y-Komponente p_y des Momentes. Dann ist φ' definiert aus $p_y = -\varphi' \sin nt$). Derselbe Vorzeichenfehler wie in (4) muß in den Ausdrücken für die Vektorpotentiale korrigiert werden. Setzt man mit Herrn Fleming $\varphi\, \delta y = \varphi' \delta z = \frac{M}{n}$, so kommt heraus für das skalare Potential und die Komponenten des Vektorpotentials aller drei Dipole

$$V = -\varphi \frac{d\Pi}{dz} + \frac{M}{2n} \frac{d^2\Pi}{dy\,dz}$$

$$G = -\frac{M}{n} \frac{d^2\Pi}{dz\,dt} \qquad H = \varphi \frac{d\Pi}{dt} + \frac{M}{2n} \frac{d^2\Pi}{dy\,dt}.$$

Vergleicht man nun diese Formeln mit den entsprechenden (12) („Proceedings") des Herrn Fleming, so sieht man, daß die letzten richtig werden, wenn man in ihnen M durch $-M$ ersetzt. Dieser Fehler zieht sich nun, wie begreiflich, durch die ganze weitere Rechnung hindurch. Das Endresultat wird also richtig, falls dort M durch $-M$ ersetzt oder, da dort nur das Produkt $M \cos \Theta$ vorkommt, wenn man $\cos \Theta$ mit $-\cos \Theta$ vertauscht, wie es Uller und ich behauptet haben.

Viel wesentlicher als diese Vorzeichenfrage scheint mir aber die Tatsache zu sein, daß die Durchrechnung der von Herrn Fleming angenommenen Anordnung in allen praktisch in Betracht kommenden Entfernungen überhaupt nur eine gänzlich zu vernachlässigende Asymmetrie ergibt.

Bei der Beurteilung dieser Asymmetrie wiederholt übrigens Herr Fleming in seiner Erwiderung einen Fehler, auf den ich ebenfalls in meinem Aufsatze aufmerksam gemacht habe.

Es wird wohl am Platze sein, auch auf diese Frage nochmals einzugehen. Ich will außerdem den Grad der sich ergebenden Asymmetrie angeben. Man wird dann sehen, daß diese Unsymmetrie schon in kleinen Entfernungen praktisch vollständig zu vernachlässigen ist. Für die letzte Frage ist, wie schon erwähnt, das oben diskutierte Vorzeichen ohne Belang.

Ich knüpfe die Betrachtung an die Amplitude des magnetischen Feldes an und zwar nur aus dem Grunde, weil die Ausdrücke dann einfacher werden. Wesentlich dasselbe Resultat gilt auch für die elektrische Feldintensität.

Die Amplitude H des magnetischen Feldes ist

$$H = \frac{1}{r^3}\sqrt{(\varphi m^2 r^2 v)^2 + \left(\varphi v m r + \frac{M}{2} m^2 r^2 \cos\Theta\right)^2} \text{ [1]} \qquad (5)$$

Diese Formel beansprucht nur als Näherungsformel zu gelten, daher läßt sich nicht schließen, wie es Herr Fleming tut, daß H ein Minimum wird für $\varphi v m r + \frac{M}{2} m^2 r^2 \cos\Theta = 0$. Denn dabei zieht man offenbar Glieder in Betracht, welche von der Größenordnung $\frac{\delta y^2}{\lambda^2}$ gegen das Hauptglied sind, da $\frac{M}{v} = \frac{2\pi\,\delta y}{\lambda}\varphi$ ist. Die Formel (5) ist aber unter der Bedingung abgeleitet, daß man Glieder dieser Ordnung vernachlässigen kann, mit anderen Worten: sie sagt nichts aus über Glieder von der Ordnung $\frac{\delta y^2}{\lambda^2}$. Falls also r so groß ist, daß die Gleichung

$$\varphi v m r + \frac{M}{2} m^2 r^2 \cos\Theta = 0$$

überhaupt befriedigt werden kann, so bedeutet das, daß der ganze zweite Ausdruck unter dem Wurzelzeichen in (5) klein von der Ordnung $\left(\frac{\delta y}{\lambda}\right)^2$ gegen das Hauptglied ist. Dann ist die Interpretation der Formel die, daß man sagt: In der Genauigkeitsgrenze, in der sich die Formel (5) bewegt, ist in diesem Falle keine Asymmetrie vorhanden.

Daß man bei Nichtbeachtung dieser Regel zu ganz falschen Schlüssen kommen kann, will ich an einem einfachen Beispiel erläutern.

---

1) In meinem Aufsatze befindet sich an dieser Stelle ein Druckfehler. Anstatt $\frac{M}{r} m^2 r^2 \cos\Theta$ soll es heißen $\frac{M}{2} m^2 r^2 \cos\Theta$. Das gleiche gilt für (2a).

Gesetzt, man hätte eine oszillatorische Größe $f = \sin(nt + \alpha \cos \Theta) + \beta \cos nt$, wo α eine kleine positive Zahl bedeutet, β und n sind gegebene Größen, β positiv. Es wird gefragt, für welchen Wert von Θ wird die Amplitude F von f am kleinsten? Die strenge Rechnung ergibt

$$F = \sqrt{1 + \beta^2 + 2\beta \sin(\alpha \cos \Theta)}\,,$$

also $F_{\min}$ für $\cos \Theta = -1$.

Nun soll jetzt von vornherein die Rechnung in erster Annäherung in α durchgeführt werden; es ist dann

$$f = \sin nt + (\alpha \cos \Theta + \beta) \cos nt$$

$$F = \sqrt{1 + (\alpha \cos \Theta + \beta)^2}.$$

Wollte man nun schließen, daß F ein Minimum wird für $\alpha \cos \Theta + \beta = 0$, so wäre das i. A. falsch, wie man sich durch den Vergleich mit der strengen Rechnung leicht überzeugen kann. Das ergäbe $\cos \Theta = -\frac{\beta}{\alpha}$ und wenn β sehr klein gegen α ist, so hätte man $F_{\min}$ für $\cos \Theta = 0$. Die Formel $F = \sqrt{1 + (\alpha \cos \Theta + \beta)^2}$ ist nämlich nur bis zu Gliedern erster Ordnung gültig.

Für ein beliebiges β hätte man

$$F = \sqrt{1 + \beta^2 + 2\,\alpha\beta \cos \Theta}$$

und das ergibt in Übereinstimmung mit der strengen Rechnung

$$F_{\min} \text{ für } \cos \Theta = -1.$$

In diesem letzten Fall ist selbstverständlich die Richtigkeit von F nur bis zu den Gliedern von der Ordnung α^2 garantiert.

Wir schreiben also, indem wir Glieder mit M^2 streichen

$$H = \frac{1}{r^3}\sqrt{(\varphi m^2 r^2 v)^2 + (\varphi v m r)^2 + \varphi v m^3 r^3 M \cos \Theta}.$$

Für nicht zu große Entfernungen ist

$$H_{\min} \text{ für } \cos \Theta = -1$$

im Widerspruch mit dem Resultat des Herrn Fleming und mit der Beobachtung.

Wir wollen nun die Größe der Asymmetrie ausrechnen, mit anderen Worten den Ausdruck

$$\frac{H_{\max} - H_{\min}}{\frac{H_{\max} + H_{\min}}{2}}.$$

Da nun $\frac{M}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}\delta y \varphi$ ist, so ergibt sich

$$H = \frac{\varphi m^2 r^2 v}{r^3}\sqrt{1 + \frac{1}{m^2 r^2} + \frac{\delta y}{r}\cos\Theta}$$

und
$$\frac{H_{max} - H_{min}}{\frac{H_{max} + H_{min}}{2}} = \text{ca. } \frac{\delta y}{r}.$$

Das Verhältnis der Differenz zwischen den extremen Werten der Amplituden zu dem Mittelwert aus beiden ist also ca. gleich

$$\frac{\text{Länge des horizontalen Teils der Antenne}}{\text{Abstand}}.$$

Wenn z. B. $\delta y = 100\ M$ ist, was sicher nicht sehr klein gewählt ist, so beträgt die Asymmetrie in einer Entfernung von 5 Kilometern nur noch etwa 2 %.

Daß diese Unsymmetrie keine praktische Bedeutung hat, ist wohl klar. Dabei kann man doch sicher nicht sagen, daß ein Abstand, der 50 mal größer ist, als der horizontale Teil der Antenne, als „extremely large" bezeichnet werden kann.

Die Sachlage wird vielleicht noch deutlicher, wenn wir das letzte Resultat so interpretieren. In einer bestimmten Richtung A ist die Feldintensität in einem bestimmten Abstand von dem Mittelpunkt der Anordnung kleiner als in demselben Abstand in der entgegengesetzten Richtung B. Die Richtungen A und B sollen den Extremwerten entsprechen. Gehen wir nun in der Richtung B um ein Stück, welches etwa dem horizontalen Teil der Antenne gleich ist, weiter, so ist in dieser Entfernung in der Richtung B das Feld schon kleiner geworden als für den ursprünglichen Abstand in der Richtung A.

Kurz zusammengefaßt ergibt sich folgendes: In seiner ersten Arbeit (Proceedings of Royal Society) macht Herr Fleming den oben diskutierten Vorzeichenfehler, und kommt außerdem bezüglich der Art der Asymmetrie zu falschen Schlüssen, wegen falscher Interpretation seiner Formeln.

Auch seine Formeln unbeachtet des erwähnten Vorzeichenfehlers ergeben bei richtiger Interpretation nur eine praktisch zu vernachlässigende Asymmetrie der Strahlung.

In der zweiten Arbeit (Philosoph. Magazine) erhält Herr Fleming ebenfalls unrichtige Resultate, welche seinen eigenen Resultaten der ersten Arbeit widersprechen. Auf diese letzte Arbeit bin ich näher in meinem Aufsatze eingegangen. Da nun Herr Fleming in seiner Erwiderung diesen Teil meines Aufsatzes überhaupt nicht berührt, so nehme ich an, daß er selbst das Resultat des theoretischen Teiles seiner zweiten Arbeit nicht aufrecht erhält.

(Eingesandt 10. März 1908.)

Über Messungen der Wellenlänge (Frequenz).

Von **Eugen Nesper.**

Die Einführung der Wellenlängenmessungen in die strahlentelegraphische Praxis wird Graf Arco (Spule) und Zenneck-Koepsel (quasistationärer Kreis) verdankt.

Bis zum Jahre 1902 wurden Frequenzmessungen auf den Stationen der Funkentelegraphie immerhin nicht allzu häufig angestellt und erst als der auf Grund der Koepselschen Unterlagen ausgearbeitete Franke-Dönitzsche Wellenmesser auf den Markt kam, wurden die elektrischen Konstanten der Stationen häufiger Messungen unterworfen.

Die weitere Verbreitung der Frequenzmesser zu Messungen der Wellenlänge, Aufnahme der Partialwellen, Feststellung der Kopplung und Messung der Dämpfung fällt indessen erst in die allerneueste Zeit. Einmal, weil die jetzt verwendeten ungedämpften oder schwachgedämpften Systeme eine scharfe Abstimmung verlangen und weil andererseits nunmehr erst die fortgeschrittene Hochfrequenztechnik Instrumente zu liefern imstande ist, die weitgehendsten Forderungen in bezug auf konstruktive Durchbildung Genüge leisten.

Neben diesen technischen Wellenmessern, die heute schon eine Genauigkeit der Eichung und Ablesung von ca. 1,5 Proz. absolut gestatten müssen, kommen Frequenzmeßapparate für physikalische Zwecke in Betracht. Letztere kennzeichnen sich durch sehr lose Kopplungen, empfindliche Resonanzindikatoren und sehr kleine Dämpfungen. Die Ablesungs- und Meßgenauigkeit derartiger Meßanordnungen kann größer als 0,5 Proz. sein.

Die Anwendung des betreffenden Frequenzmessers richtet sich im wesentlichen nach diesen Gesichtspunkten.

1. Möglichkeiten der Kopplung des Wellenmessers mit dem zu messenden System.

Es kommt hierbei auf die Art des Wellenmessers an, nämlich, ob dieser einen großen oder kleinen Energiebetrag verzehrt und ob das magnetische oder elektrische Feld ausgenutzt wird.

Für technische Frequenzmesser mit quasistationärem Stromkreis, bei denen ein wesentlicher Teil der im Resonanzsystem vorhandenen Energiemenge dem Resonanzindikator zugeführt wird, gelten folgende Kopplungsmöglichkeiten:

a) Magnetische und elektromagnetische Kopplung (Fig. 1).

Bei dieser meist angewandten Kopplung wirken die magnetischen Kraftlinien einer in dem zu messenden System *A* eingeschalteten Spule *m* auf die Spule *n* des Wellenmessers *B* ein. Ist die Kopplung zu fest, sind z. B. die beiden Spulen *m* und *n* zu nahe aneinander, so schwingt das Meßsystem *B* mit dem System *A* zusammen als gekoppeltes System, so daß mehrere Wellen bezw. eine unscharfe Resonanzkurve auftreten, die fest gekoppelten Systemen eigentümlich sind. Dieser Vorgang ist in Fig. 2 durch die Kurve *F* ausgedrückt. Ist hingegen die Kopplung

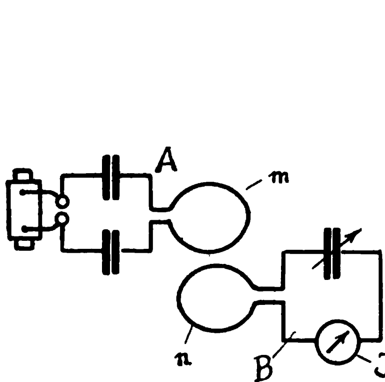


Fig. 1.

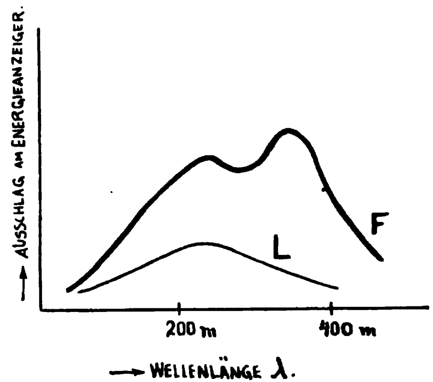


Fig. 2.

zwischen dem zu messenden System und dem Frequenzmesser zu lose, so erhält das Instrument *I*, insbesondere dann, wenn es induktiv mit dem Resonanzkreis verbunden ist, zu geringe Energiemengen und die Resonanzkurve wird zu flach (Kurve *L* in Fig. 2). Entsprechend der zur Verfügung stehenden Energiemenge im zu messenden System wird unter Berücksichtigung der Dämpfungen und der Art des Energieanzeigers die Kopplung zu bemessen sein.

b) Elektrische, elektrostatische oder kapazitive Kopplung.

Die Kopplung wird hierbei durch die elektrischen Kraftlinien der Kondensatoren *O* (Fig. 3) bewirkt. Sind diese groß, dann ist die Kopplung fest, sind sie in ihren elektrischen Werten klein, ist sie lose. Selbstverständlich könnte die elektrische Kopplung auch in der Weise bewirkt werden, daß das Resonanzmeßsystem parallel zu den Kapazitäten des zu messenden Systems gelegt wird.

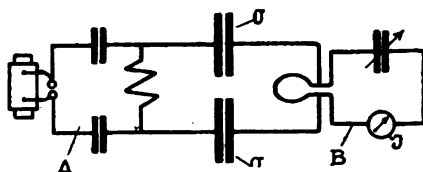


Fig. 3.

c) Galvanische, konduktive Kopplung.

Mittels variabler Kontakte *r* (Fig. 4) ist das Resonanzsystem *B* von den Spulen *P* abgezweigt. Die Kopplung kann hierbei beliebig lose oder fest gemacht werden.

Die strahlentelegraphische Praxis arbeitet wohl ausschließlich mit der induktiven Kopplung nach a), gleichgültig, ob gedämpfte oder ungedämpfte Schwingungen in dem zu messenden System angewendet werden.

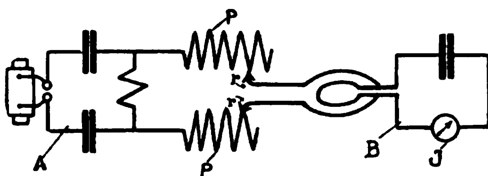


Fig. 4.

Es sei hier einiges über die Kopplung des Energieanzeigers mit dem Resonanzsystem eingefügt. Auch hierbei sind die oben unter a) bis c) angeführten Kopplungsarten möglich. Am ungünstigsten ist die konduktive Kopplung, weil hierbei bei kleinen Wellenlängen eine sehr große Energiemenge durch *I* hindurchgeht, bei großen Wellenlängen hingegen die durch *I* hindurchgehende Energiemenge klein ist. Die Dämpfung eines derartigen Meßsystems ist daher außerordentlich variabel. Allgemein angewendet wurde bisher die induktive Kopplung die, wenn man jeweilig besonders bemessene Induktionsspulen anwendet und deren Abstand veränderlich macht, günstige Werte ergeben kann, zweckmäßig für den praktischen Gebrauch indessen ist bei richtiger Wahl der Dimensionen hingegen die wohl zuerst von Hahnemann vorgeschlagene kapazitive oder elektrische Kopplung des Energieanzeigers (Hitzdrahtinstrument) mit dem Meßsystem. Es gelingt hierbei leicht die Dämpfung des Meßsystems innerhalb des Bereiches $\lambda =$ 100 m bis $\lambda = 3000$ m nahezu konstant zu halten.

Während der in Form des quasistationären Stromkreises aus-

geführte Frequenzmesser die sämtlichen obigen Kopplungsarten zuläßt, ist man bei Anwendung der nichtquasistationären Resonanzspule auf die galvanische und vor allem auf die elektrische Kopplung angewiesen. Insbesondere kommt dies in Betracht bei dem Slabyschen Multiplikationsstab, der bei Resonanz in Viertelwellenlängen oder in einem Vielfachen hiervon schwingt. Fig. 5 zeigt die Anwendung des Multiplikationsstabes bei Frequenzmessungen am geschlossenen Schwingungskreis. Der zu messende Kreis A weist zweckmäßig zwischen Spule und Kondensator eine strahlende Spitze S auf. Ist der Stab durch Verschieben des metallischen, die Windungen berührenden Leiters auf den zu messenden Kreis abgestimmt, so leuchtet an seiner Spitze eine

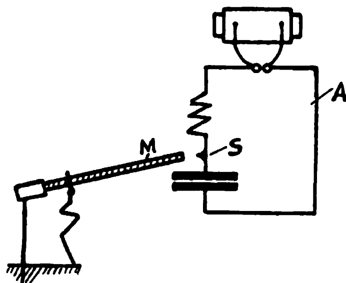


Fig. 5.

kleine Funkenfackel auf. Es entsteht dort eine lebhafte Elektronenstrahlung.

Zu erwähnen ist noch der Wellenmesser von Murgas wegen seiner eigenartigen Kopplung mit dem zu messenden System. Diese ist hierbei elektrostatisch, indem sowohl am Frequenzmesser (Spule mit Telephon), als auch an dem zu messenden System je ein mit Spitzen versehener Kamm angeschlossen ist, welcher die strahlende Energie überträgt.

Eine besondere Anordnung liegt dann vor, wenn der Frequenzmesser zur Messung der Wellenlänge einer entfernten Station verwendet wird. In diesem Fall wird der Frequenzmesser, welcher einen entsprechend empfindlichen Detektor, Tikker oder dergl. enthalten muß, mit dem Empfangsluftleiter zunächst möglichst fest gekoppelt, um erst den ungefähren Resonanzbereich festzustellen. Darauf wird die Kopplung gelockert, um die Frequenz genau bestimmen zu können, die direkt an der in Wellenlängen geeichten Skala des Frequenzmessers abgelesen werden kann.

Die vorstehend angeführten Kopplungsarten des quasistationären Kreises mit dem betreffenden zu vergleichenden Kreise finden nicht nur Anwendung, wenn der Frequenzmesser als geeichter Empfänger angewendet wird, sondern haben auch für den geeichten Sender ihre Gültigkeit. Nur ist hierbei zu beachten, daß dann wohl nur die induktive magnetische Kopplung anzuwenden ist.

Für diejenigen Frequenzmesser, die nur einen sehr geringen schwingenden Energiebetrag aufgedrückt bekommen können und bei denen zum Nachweise des Resonanzmaximums und zur Aufnahme der Resonanzkurve sehr empfindliche Indikatoren, wie Thermoelemente, Bolometer usw. verwendet werden, die äußerst geringe Energiemengen verzehren, werden ausschließlich extrem lose Kopplungen angewendet, bei denen jede Möglichkeit der Rückwirkung ausgeschlossen ist. Als besonders geeignet wird in solchen Fällen fast immer die induktive magnetische Kopplung angewendet.

Es kann noch der Fall eintreten, daß mehrere Wellenmesser mit einem und demselben Meßkreise zu koppeln sind, ohne daß eine gegenseitige Rückwirkung stattfinden darf. Dieser Fall hat z. B. praktische Bedeutung bei der Eichung von Wellenmessern. Man kann dann wie folgt vorgehen:

E ist ein mit ungedämpften Schwingungen nach Poulsen arbeitender variabler Kreis, der außer dem veränderlichen Kondensator C und der Selbstinduktion S die beiden Kopplungsspulen A und B und den Poulsenbogen H enthält. Erstere kann auf den z. B. geeichten Wellenmesser G, letzterer auf den zu eichenden Meßkreis Z induzieren. Werden als Wellenmesser technische Instrumente, also solche, die einen größeren Energiebetrag verlangen, gebraucht, so wird zweckmäßig zunächst mittels G der Kreis E auf eine bestimmte Wellenlänge abgestimmt und darauf, nachdem G gegen E verstimmt ist, so daß nur eine geringe Energieverzehrung durch G stattfindet, Z auf B abgestimmt und somit geeicht. Verzehrt der Resonanzindikator I, der beliebig mit dem Resonanzsystem

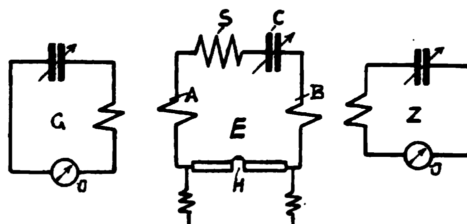


Fig. 6.

verbunden sein kann, einen wesentlichen Energiebetrag, so muß er entweder stets mit dem mit ihm zusammen geeichten System zusammen benutzt werden oder es muß sein Wechselstromwiderstand genau berücksichtigt werden.

2. Bedienung des Wellenmessers und Messung der Wellenlänge.

Die Möglichkeiten der Kopplung des Wellenmessers mit dem zu messenden System sind oben auseinander gesetzt worden. Es sind nunmehr noch einige Gesichtspunkte hinsichtlich des Gebrauchs des Instruments selbst zur Messung einer bestimmten Frequenz als Nah- bezw. Fernwellenmesser oder geeichter Oszillator mitzuteilen.

Arbeitet der Frequenzmesser als geeichter Resonantor mit Hitzdrahtinstrument oder dergl., ist also die im Resonanzsystem pulsierende Strömung von der ungefähren Größe eines Zehntel Ampere, so kann man den Frequenzmesser auf eine der oben angedeuteten Weisen mit dem zu messenden System koppeln und es wird bei passender Wahl der elektrischen Größen das allmählich variable Element des Resonanzkreises so lange verändert, bis das Maximum des Ausschlags des Resonanzindikators eintritt, d. h. bis das Meßsystem mit dem zu messenden Kreise in Resonanz [1]) ist. Man kann dann am Wellenmesser entweder direkt oder unter Vermittlung von Tabellen oder Kurven die Frequenz ablesen.

Man kann auch so vorgehen, daß man bei Verwendung eines quantitativ arbeitenden Indikators den zu jeder Meßstellung gehörenden Ausschlag am Indikator abliest oder abhört. Man erhält auf diese Weise eine mehr oder weniger spitze Kurve, die sogenannte Resonanzkurve, welche entweder ein oder mehrere Maxima (fest gekoppelte

---

1) Es ist zu unterscheiden zwischen „Resonanz" und „Isochronismus". Unter ersterer versteht man die in einem Sekundärsystem, welches von einem Sekundärsystem aus erregt wird, hervorgerufene Maximalwirkung, was sich bei Strom- oder Spannungsaufnahme am Sekundärsystem durch eine maximale Amplitude kenntlich macht. Unter Isochronismus oder Isochronität wird das genaue Übereinstimmen der Schwingungszahlen (Wellenlänge, Frequenz) beider Systeme verstanden. Bei schwachgedämpften Systemen kann man die Resonanz praktisch ohne weiteres gleich dem Isochronismus setzen. Hierbei sind auch Spannungs- und Stromresonanz einander gleich. Bei sehr stark gedämpften Systemen indessen kommen erhebliche Abweichungen vor (siehe z. B. Zenneck: „Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie", Stuttgart 1905, S. 573).

Systeme) besitzen kann. Theoretisch sind die hierbei auftretenden Vorgänge von M. Wien[1]) festgestellt worden.

Wesentlich für die Anwendung jedes Wellenmessers ist es, daß er weder zu fest noch zu lose mit dem anderen System gekoppelt wird. Wird er zu fest gekoppelt, so übt das Frequenzmesserfeld eine Rückwirkung auf das zu messende System aus, welche das Resultat außerordentlich fälschen kann. Ist die Kopplung zu lose und gelangt eine zu kleine Energiemenge in das Meßsystem hinein, wobei es u. a. auf die Dämpfung des Meßsystems, auf die Art und Kopplung des Resonanzindikators usw. ankommt, so wird die aufgenommene Resonanzkurve zu flach und das Resonanzmaximum ist unscharf. Schließlich spielt es noch eine gewisse Rolle, ob gedämpfte oder ungedämpfte Wellen, die, wenigstens wenn man die Vorteile der kontinuierlichen Schwingungen voll ausnutzen will, ein viel ungedämpfteres Meßsystem als gedämpfte Schwingungen verlangen, zur Anwendung kommen.

Bei der Benutzung des Frequenzmessers als Fernwellenmesser sind ähnliche Gesichtspunkte maßgebend. Die Kopplung zwischen Fernwellenmesser und Empfangsantenne darf wegen der Rückwirkung nicht zu fest sein. Andererseits ist zu beachten, daß bei Verwendung eines Detektors als Resonanzindikator die Eichung des Frequenzmessers sich ändern kann.

Man kann ferner die meisten Frequenzmesser so schalten, daß sie auch als geeichte Sender arbeiten. Beim Hahnemannschen Universalwellenmesser[2]) ist z. B. die Anordnung so bequem ausgeführt, daß man nur einige Stöpselungen vorzunehmen hat, um den Wellenmesser als stark- oder schwachgedämpften Sender mit Funkenstrecke oder Unterbrecher (Eichhornschaltung) arbeiten zu lassen. Die Eichung des Wellenmessers wird sich allerdings, wenn man ihn als geeichten Sender benutzt, in den meisten Fällen etwas ändern. Es sind indessen diese Abweichungen nur gering und bei diesem Wellenmesser meist nur bei größeren Wellenlängen zu berücksichtigen.

3. Messung der Frequenz eines Erregerkreises mit und ohne angehängter Antenne, Aufnahme von Kopplungskurven.

Von Interesse sind die Messungen von Graf Arco, Rendahl und Scheller diesen Gegenstand betreffend aus den Jahren 1902/03.[3])

---

1) M. Wien, Ann. der Physik 8, 686, 1902.
2) Dieses Jahrbuch I, 112, 1907.
3) Graf Arco, Elektrotechn. Zeitschr. 24, 11, 1903.

Benutzt wurde damals die Resonatorspule von Arco-Slaby. Diese wurde, wie Fig. 7 und 8 zeigen, entweder mit dem offenen oder geschlossenen Schwingungskreis galvanisch verbunden und es wurde darauf nach Feststellung der Resonanzlage an der Spulenskala die Wellenlänge abgelesen. War z. B. (Fig. 7) die Resonatorspule an dem Schwingungskreis ohne Antenne angeschlossen, so betrug die Wellenlänge des letzteren ungefähr 280 m; wurde darauf an den Schwingungskreis die Antenne angeschaltet (Fig. 8), so betrug die Wellenlänge des Systems rund 340 m, wobei sich noch ein zweites kleineres Maximum herausstellte. Die Frequenz war also verkleinert. Außerdem machte

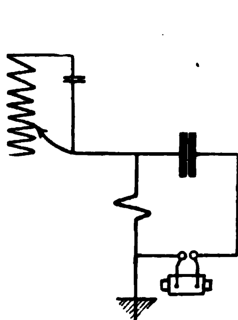


Fig. 7.

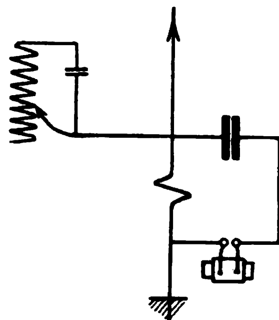


Fig. 8.

es sich bemerkbar — was eigentlich selbstverständlich ist —, daß nach Verbindung des Schwingungskreises mit der Antenne die Dämpfung des ersteren infolge der Energieentziehung durch Strahlung gewachsen war. Die Amplitude der aufgenommenen Resonanzkurve war kleiner.

Ähnliche Verhältnisse waren naturgemäß vorhanden, wenn der Erregerkreis mit dem Luftleiter induktiv gekoppelt war.

Interessant ist das Resultat, daß c. p. der Einfluß der angehängten und nichtangehängten Antenne um so kleiner war, je größer die Kapazität des Erregerkreises war.

Es möge im Anschluß hieran ein Versuch mitgeteilt werden, der vor kurzem an dem Luftleitergebilde des Laboratoriums der C. Lorenz-Aktiengesellschaft, Berlin, angestellt wurde.

Die Situation war folgende:

Auf dem Dache des Fabrikgebäudes ist eine 60 m lange Harfenantenne, bestehend aus 6 Stück 33 cm voneinander entfernt montierten Silicium-Bronzelitzen von je 2,5 mm Durchmesser befestigt. Der Abstand der Antenne von dem Dache beträgt im Mittel 7 m. An beiden Enden sind Abzweigungen angebracht, von denen die eine nach dem

zwei Treppen tiefer belegenen Laboratorium führt. Die andere Abzweigung war gegen Erde isoliert. Die erstere Abzweigung war, wie Fig. 9 zeigt, an dem Geberkreis angeschlossen, welcher gedämpft oder ungedämpft erregt werden konnte. *C* war ein variabler Ölplattenkondensator Type C. G. 30,5, *S* eine auf einen Glaszylinder gewickelte stöpselbare Spule, von der nur wenige Windungen zur Kopplung des Luftleiters benutzt wurden, so daß die Kopplung ziemlich lose war.

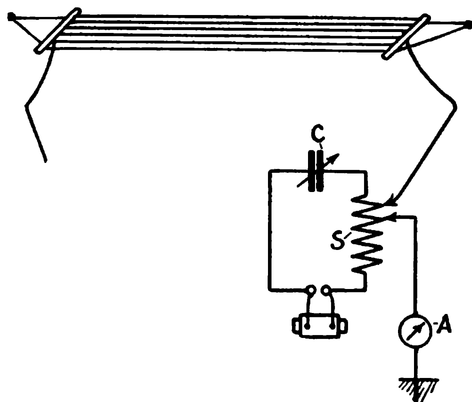


Fig. 9.

A war ein in die Erde geschaltetes Hitzdrahtamperemeter zur Abstimmung.

Die Eigenschwingung der Antenne, in die einige Windungen des Erregerkreises eingeschaltet waren, betrug 950 m.

Es wurde der Erregerkreis auf diese Wellenlänge abgeglichen und die Resonanzkurve aufgenommen. Die hierfür geltende Kurve ist in Fig. 10 dünn ausgezogen, wobei die Ordinaten auf die halben Werte verkleinert sind. Wurde jetzt die mit dem Erregerkreis gekoppelte Antenne in Schwingungen versetzt, so konnten die beiden Partialwellen entsprechend den beiden vorhandenen Kapazitäten (Luftleiterkapazität und Erregerkreiskapazität) nachgewiesen werden (in Fig. 10 stark gezeichnet), von denen die obere bei 1032 m, die untere bei 792 m lag. Der Kopplungsgrad in Prozenten betrug somit

$$K = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_0} \cdot 100 = \frac{1032 - 792}{915} \cdot 100 = \sim 26 \text{ Proz.},$$

der mit dem ziemlich trägen Hitzdrahtinstrument in der Antenne abgelesene Strom war 0,145 Ampere.

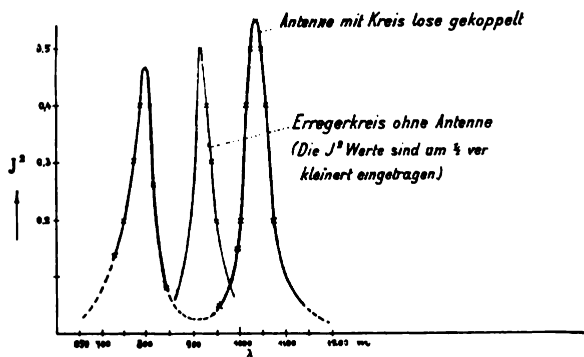


Fig. 10.

Wären Antenne und Erregerkreis genau aufeinander abgestimmt gewesen, so hätte, wenn die obere Welle bei 1032 m lag, bei einer Grundschwingung von 915 m die kleine Welle bei 798 m liegen müssen.

Wenn man die Schwingungsvorgänge eines gekoppelten Senders z. B. nach dem Verfahren mittels rotierenden Spiegels von Diesselhorst (Fig. 11 [1])) photographisch aufnimmt, so bemerkt man unter bestimmten Voraussetzungen (bei nicht zu loser Kopplung z. B. 14 Proz.)

1) Auch an dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Diesselhorst für freundliche Überlassung des Photos meinen verbindlichsten Dank aussprechen. Der Verfasser.

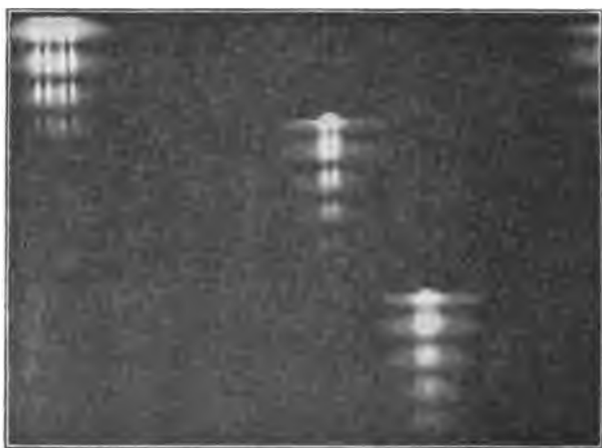


Fig. 11.

Schwebungen, welche mit der Zeit allmählich abklingen. Diese Schwebungen können zerlegt gedacht werden in zwei Komponenten, von denen die eine der kleineren Welle (höhere Schwingung), die andere der größeren Welle entspricht. An sich müßte die der kleineren Welle entsprechende Dämpfung infolge des öfteren Hin- und Herpulsierens der elektrischen Energie in derselben Zeiteinheit und infolge der Ohmischen und Strahlungs-Widerstände eine größere sein, als die der größeren Welle.[1]) Da nun aber die Schwebungen so lange andauern, als Energie vorhanden ist (Scheller), muß die kleine Welle zugleich mit der längeren Welle abklingen. Es muß daher — da gleichzeitiges Aufhören eintritt — die kleinere Welle weniger gedämpft sein, als die große. Dies könnte dadurch erklärt werden, daß im Zustandekommen der Schwebungen ein gewisser Energiebetrag der größeren Welle entzogen und der kleineren Welle aufgedrückt wird, so daß tatsächlich die kleine Welle geringer gedämpft ist, als die größere Welle.

Dieses Resultat steht in Übereinstimmung mit den Erfahrungen der Praxis, bei denen es sich wohl in den meisten Fällen herausgestellt hat, daß die kleinere Welle (höhere Schwingung) geringer als die große Welle gedämpft ist. Auch aus den beistehenden Kurven (Fig. 10 und 12) geht diese Erscheinung mit Deutlichkeit hervor.

Es ist praktisch gleichgültig, an welcher Stelle einer Sendestation man die Frequenzmessung vornimmt.[2]) Es kommt jedoch für die Amplituden der Wellen darauf an, an welcher Stelle des Senders man die Kopplungskurve aufnimmt, sofern die Antenne mit dem Erregerkreis derart gekoppelt ist, daß zwei Wellen auftreten. So ist es z. B. wesentlich, daß, wenn man den Wellenmesser an der Kopplungsstelle des Luftleiters mit dem Erregerkreis aufstellt, unter Umständen die Feldintensität der einen Wellenlänge nicht in den Wellenmesser hineingelangt, weil sich an der Kopplungsstelle die Strömungen der Antenne und des Erregerkreises zum Teil aufheben, bezw. mehr oder weniger stark beeinflussen. Eine absolut reine Kopplungskurve erhält man nur dann, wenn derartige störende Beeinflussungen vermieden werden, was z. B. dadurch erfolgen kann, daß man weit ab vom Erregerkreise, z. B. bei der Sendestation des Laboratoriums der C. Lorenz-Aktiengesell-

1) Die Theorie verlangt ebenfalls, daß die tiefere Schwingung weniger gedämpft als die höhere Schwingung ist. Nach Ansicht Wiens kommt der Widerspruch zwischen Theorie und Ergebnis daher. weil die Funkenstrecke nicht wie ein einfacher Widerstand aufgefaßt werden darf. (M. Wien, Ann. d. Physik **25**, 7, 1908.)

2) Vergl. C. Fischer, Ann. Phys. **22**, 265, 1907.

schaft auf dem Dache die Kopplungskurve aufnimmt und etwa an der keinen Störungen ausgesetzten Erdungsstelle dasselbe tut. Es müssen alsdann die beiden aufgenommenen Kopplungskurven miteinander mehr oder weniger übereinstimmen.

Selbstverständlich ist es auch möglich, die vom Luftleiter nicht beeinflußten Stellen des Erregerkreises für die Kopplungsmessungen heranzuziehen.

Die beistehende Fig. 12 [1]) zeigt vier Kopplungskurven, von denen die stark ausgezogene Kurve an der Erdungsstelle gemessen, die

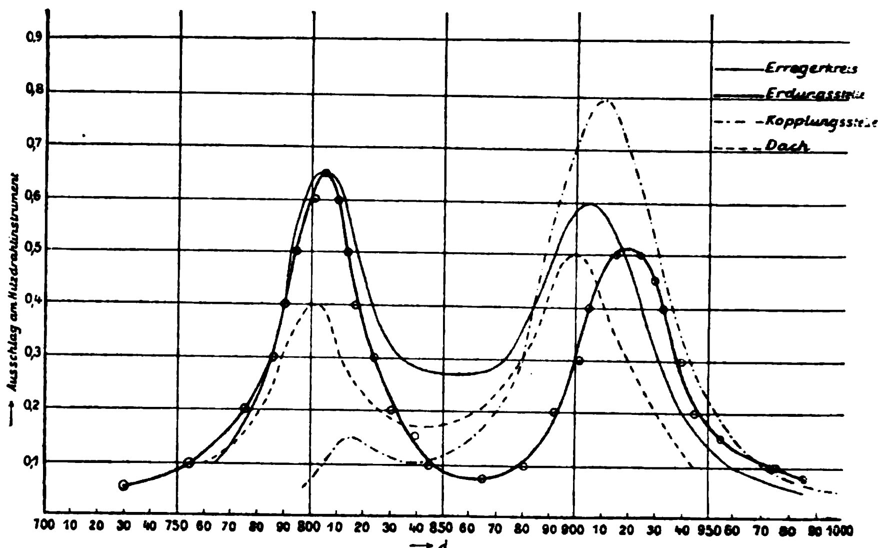


Fig. 12.

schwach ausgezogene die Ausbildung der Welle am Erregerkreise wiedergibt und die —·—· Kurve an der Kopplungsstelle des Luftleiters aufgenommen ist. Diese letztere zeigt einen eigenartigen Verlauf, was darauf zurückzuführen ist, daß an der Kopplungsstelle keine störungsfreie Aufnahme stattfand. Im übrigen sind diese Kurven keineswegs mustergültig, da bei ihnen die an den verschiedenen Stellen aufgenommenen Frequenzen untereinander differieren. Es ist dies darauf zurückzuführen, daß vermutlich an einigen Stellen die Kopplung mit dem Wellenmesser eine zu feste war. Die Höhenunterschiede der Amplituden rühren von der geringen Dissonanz des Luftleiters und Erregerkreises her.

1) Diese Kopplungskurven wurden von Herrn Vrany aufgenommen.

4. Messung der Kapazität, der Selbstinduktion etc. mittels des Wellenmessers.

Die Messung der Kapazität und Selbstinduktion soll an Hand des Flemingschen Cymometers besprochen werden. Dieses besteht, wie aus Fig. 13 ersichtlich, aus einer einfachen Spiralspule S aus blankem Draht, auf der ein Kontakt K schleift, der das äußere Rohr eines Teleskopkondensators T verschiebt, und somit die Kapazität verändert. Spule und Kondensator sind durch eine Kupferschiene M entsprechend verbunden und parallel zur Spule liegt eine Neonröhre J. Mit der Verschiebung des Kontaktes wird die Frequenz, welche an einer Skala abgelesen werden kann, verändert.

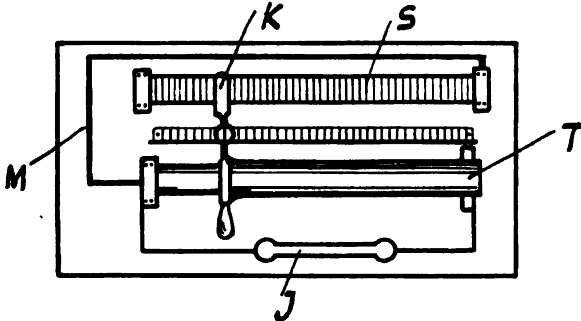


Fig. 13.

Die Messung der Kapazität mit dem Cymometer geht wie folgt vor sich:

Dem Cymometer ist ein an zwei gegenüberliegenden Seiten offener rechteckiger Drahtbügel beigegeben, dessen Selbstinduktionswert bekannt ist. In die eine Öffnung des Bügels wird die zu messende Kapazität, in die andere eine kleine Funkenstrecke mit Induktor eingeschaltet. Darauf wird die Kupferschiene des Cymometers nahe und parallel einer Rechteckslängsseite aufgestellt und es wird bei Erregung des die zu messende Kapazität enthaltenden Systems das Cymometer so lange variiert, bis die Neonröhre maximal aufleuchtet. Der dazu gehörende Wert wird auf der Cymometerskala abgelesen und es ist somit die Cymometer-Oszillationskonstante bekannt. Ist diese gleich O_1 und ist C_1 die Kondensatorkapazität in MF, L_1 die Selbstinduktion des Bügels in Zentimeter, so gilt:

$$C_1 = \frac{{O_1}^2}{L_1};$$

C_1 kann daher ohne weiteres bestimmt werden.

Um mittels des Cymometers die Selbstinduktion, z. B. einer Spule, zu messen, wird ebenfalls wieder der Bügel benutzt. Es wird dann der Bügel mit der Spule und einer bekannten Kapazität in Reihe geschaltet und bei Erregung dieses Systems wird die Oszillationskonstante gemessen. Bezeichnet dann O_1 die Oszillationskonstante, die zur Selbstinduktion L_1 des Rechteckes gehört und O_2 die Oszillationskonstante, die zur Selbstinduktion L_2 der Spule gehört, so gelten folgende Ausdrücke:

$$O_1{}^2 = CL_1$$
$$O_2{}^2 = C(L_1 + L_2)$$
$$L_2 = \frac{O_2{}^2 - O_1{}^2}{C}.$$

Bei diesen Messungen hat es sich um lokalisierte Kapazitäten und Selbstinduktionen gehandelt. In der strahlentelegraphischen Praxis ist indessen — z. B. bei den Dämpfungsmessungen an Luftleitern — oft die Forderung vorhanden, die Hochfrequenzkapazität des Luftleiters zu messen. Man könnte dies mit langsamen Schwingungen in der Telephonbrücke ausführen; das würde aber ungenaue Resultate ergeben. Außerdem bekommt man hierbei nicht genügende Energie in die Antenne hinein. Um richtige Ergebnisse zu erhalten, wird am besten folgendes von Hahnemann ausgebildetes Verfahren angewendet:

Der zur Benutzung stehende Frequenzmesser wird als geeichter Sender geschaltet und es wird auf den Luftleiter, in den ein Hitzdrahtinstrument eingeschaltet ist, induziert. Bei Veränderung der Frequenz des Wellenmessers wird der maximale Hitzdrahtinstrumentausschlag und damit die Wellenlänge λ des Luftleiters festgestellt. Darauf wird in den Luftleiter eine Kapazität C (Flasche oder Drehkondensator) eingeschaltet, der Luftleiter also verkürzt und eine kleinere Wellenlänge λ_c festgestellt. Damit die Genauigkeit der Messung nicht leidet, darf λ_c nicht kleiner als $^4/_5\ \lambda$ sein. Darauf wird die Kapazität C wieder aus dem Luftleiter entfernt und an deren Stelle eine Selbstinduktion L eingeschaltet, wodurch die Wellenlänge des Luftleiters auf λ_l steigt. Auch hier darf die Selbstinduktion keine beliebige Größe haben. Es darf vielmehr die sich hierbei ergebende Wellenlänge λ_l nicht wesentlich größer als etwa $^5/_6\ \lambda$ sein.

Man findet dann die Hochfrequenzkapazität des Luftleiters aus folgenden Ausdrücken

$$C_l = \frac{\lambda_l(\lambda_l - \lambda)}{20\,L}$$

$$C_e = 2\frac{\lambda - \lambda_e}{\lambda_e} \cdot C$$

$$C_a = \frac{C_l + C_e}{2}.$$

Will man die Messung nicht so exakt durchführen, so genügt es, daß eine der angeführten Messungen angestellt wird, also entweder ist es hinreichend, durch eine Kapazität den Luftleiter zu verkürzen, oder ihn durch eine Spule zu verlängern.

5. Meßfehler bei Nah- und Fernwellenmessung. Abhängigkeit der Wellenmessung von der Aufstellung des Wellenmessers.

Bei Benutzung der nicht sehr empfindlichen Resonatorspule nach Arco-Slaby wurden Verschiedenheiten in der Feststellung der Resonanzlage bemerkt, sobald diese mittels der Resonanzfunkenstrecke oder mittels eines entfernten Empfängers bewirkt wurde. So zeigte es sich z. B., daß bei einer induktiv oder galvanisch erregten Senderantenne die mittels der direkt verbundenen Resonatorspule festgestellte Wellenlänge 155 m betrug, während die Resonanzlage mittels eines entfernten Fritterempfängers bei etwa 150 m λ lag.

Diese Verschiedenheit der festgestellten Frequenz ist wohl lediglich auf die Rückwirkung der Resonatorspule bei der Messung zurückzuführen. Bei den jetzt gebräuchlichen empfindlichen Frequenzmessern findet eine derartige Rückwirkung bei richtiger Dimensionierung nicht statt und es stimmen daher die mit Hilfe der Fernwellenmessung gefundenen Werte mit den durch Messung im Erregerkreise oder Luftleiter gefundenen Ablesungen überein.

Eine andere manchmal noch auftauchende Frage lautet: Ist es auf die Frequenzmessung von Einfluß, an welcher Stelle des Senders diese stattfindet? Diese Frage muß verneint werden.

Nr.	Wellenmesser, aufgestellt auf dem Dache des Fabrikgebäudes λ	Wellenmesser an der Erdungsstelle λ	Wellenmesser am Erregerkreise λ
1.	1078 m	1077 m	—
2.	1081 „	1079 „	—
3.	1170 „	1170 „	—
4.	898 „	900 „	900 m
5.	852 „	854 „	853 „
6.	1058 „	1058 „	1059 „
7.	1140 „	1138 „	1139 „

Bei diesbezüglichen Kontrollversuchen an verschiedenen Stellen der beschriebenen Sendestation des Laboratoriums der C. Lorenz-Aktiengesellschaft konnten zu gleicher Zeit vorstehende Ablesungen mittels genau miteinander übereinstimmender Wellenmesser gemacht werden.

6. Messungen am ungedämpften Erregerkreise.

Frequenzmessungen am ungedämpften Kreise, d. h. an einem mit konstanten Amplituden arbeitenden Schwingungskreise sind wahrscheinlich zuerst von Wertheim Salomonson[1]), welcher wohl der erste war, der die

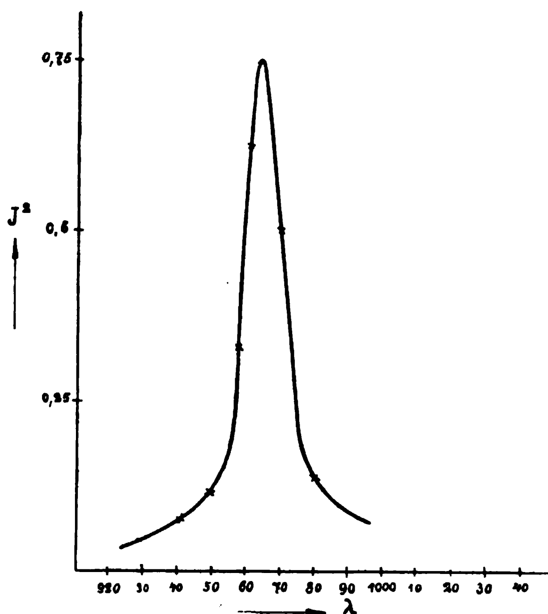


Fig. 14.

Lichtbogenschwingungen mittels eines schnell rotierenden Spiegels auf eine bewegte lichtempfindliche Platte photographierte, etwa im Jahre 1902 gemacht worden. Wertheim Salomonson benutzte einen Resonanzkreis mit veränderlichen elektrischen Elementen und einem wenig dämpfenden Hitzdrahtwattzeiger.

Nimmt man mittels eines derartigen wenig gedämpften geeichten Resonanzkreises die Resonanzkurve eines ungedämpften Poulsengenerator-

1) Wertheim Salomonson: Über den Reizwert sinoidaler Ströme von hoher Frequenz. Bonn 1904.

systems auf, so erhält man bei sehr loser Kopplung, wie Fig. 14 zeigt, eine außerordentlich spitze Resonanzkurve.

Wie letzthin angestellte Messungen gezeigt haben, schwankt bei Anwendung eines sogenannten selbstregulierenden Poulsengenerators die Wellenlänge des Lichtbogensystems um weniger als 1 Promille.

Beim geschlossenen Erregerkreise, welcher ungedämpft erregt wird, gelingt es, mittels des Universalwellenmessers drei Oberwellen nachzuweisen, und zwar zeigt es sich, daß bei einer Grundschwingung von 1500 m die erste Oberschwingung bei 750 m, die zweite bei 500 m und die dritte bei 375 m lag. Bei einer mit Schwungradschaltung ausgerüsteten Antenne gelingt es im allgemeinen vier Oberschwingungen festzustellen.

Ungedämpfte geeichte Oszillatoren werden gerade für die Hochfrequenzmeßtechnik von besonderem Nutzen sein.

7. Energieaufnahme und Kopplungsgrad bei gedämpften und ungedämpften Schwingungen unter Benutzung einer und derselben Station.

Es ist bekannt, daß der Kopplungsgrad einer Station um so kleiner bemessen sein kann, um das Optimum zu ergeben, je weniger gedämpft die Antenne ist. Für Funkenstationen galt für eine schwach-

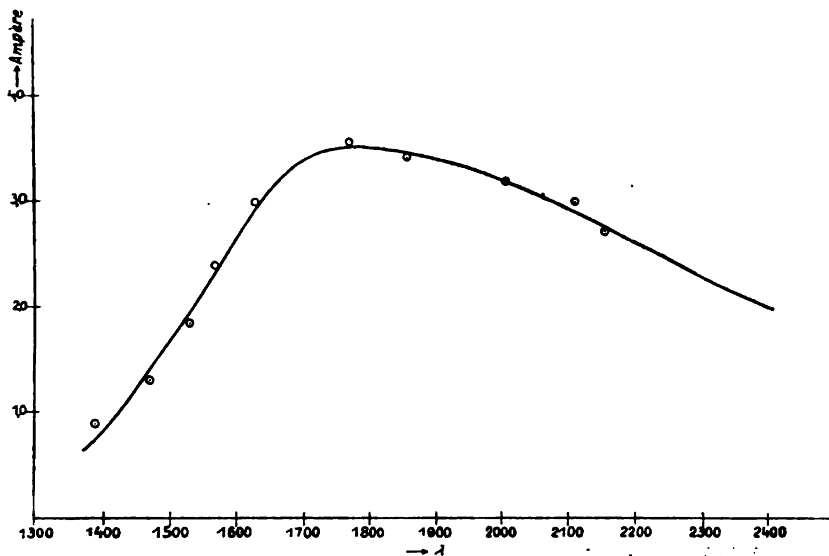


Fig. 15.

gedämpfte Schirmantenne ein Kopplungsgrad von 3 Proz. bei einer Stromstärke von 44 Ampere als Optimum. Bei einer stärker gedämpften Antenne sollte ein Kopplungsgrad von 8 Proz. bei einer Stromstärke von etwa 36 Ampere als günstigstes Ergebnis anzusehen sein.

Durch die Fig. 15 wird in ähnlicher Weise die Stromaufnahme einer Antenne dargestellt, welche mit einem geschlossenen Schwingungskreis gekoppelt war, der durch einen 0,6 Kilowatt selbstregulierenden Poulsengenerator erregt wurde. Hierbei wurde die Kapazität des Erregerkreises, welche aus einem Drehkondensator Type C. G. 30,5 der C. Lorenz-Aktiengesellschaft bestand, innerhalb der eingezeichneten Grenzen variiert und es wurde hierbei die Stromaufnahme in der Antenne bei festester Kopplung abgelesen. Dieselbe zeigt ein ausgesprochenes Maximum bei etwa 1780 m.

8. Wellenlängentafel von Massie.

Für besondere Zwecke kann es von Wert sein, die Wellenlänge eines Systems zu bestimmen, wenn Kapazität und Selbstinduktion bekannt sind oder umgekehrt aus der bekannten Wellenlänge und Selbst-

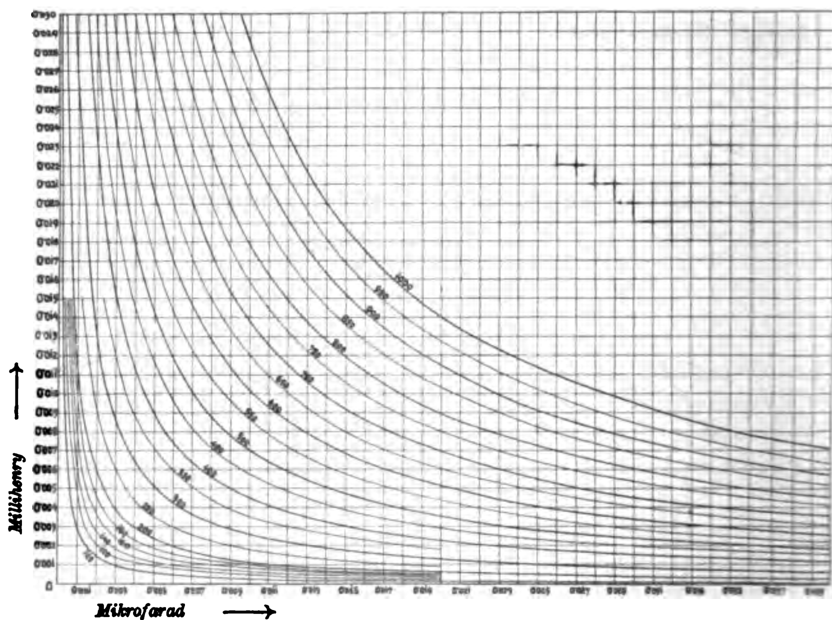


Fig. 16.

induktion die Kapazität festzustellen. Zu diesem Zweck hat Massie[1]) eine Tafel angegeben, welche in Fig. 16 in der Weise dargestellt ist, daß die von Massie zusammengedrängt gezeichneten hyperbolischen Kurven ihrem wahren Charakter entsprechend auseinander und in ihrer ganzen Länge durchgezeichnet sind.

Den Kurven zugrunde liegt die Resonanzgleichung $\lambda = 2\pi v \sqrt{CL}$, die man auch schreiben kann

$$\lambda^2 = \text{constant} \cdot C.L.$$

Diese Gleichung besagt, daß die Kurve der Wellenlänge eine gleichzeitige Hyperbel ist.

Der Gebrauch der Tafel ist außerordentlich einfach. Eine Wellenlänge von 850 m kann z. B. mit einem System von 0,023 MF.-Kapazität und einer Selbstinduktion von 0,09 Millihenry erzeugt werden. Statt dessen kann man auch, wie aus der Tafel hervorgeht, z. B. 0,012 MF.-Kapazität bei 0,010 Millihenry Selbstinduktion wählen, um 850 m Wellenlänge zu erzielen.

Bei Berücksichtigung der Dezimalen gelten die Kurven selbstverständlich auch für Wellenlängen unter 100 m und über 1000 m.

---

1) Massie, W. W., Electrical World. Vol. Nr. 7, S. 330, 1906. (Diagram of electric Wave-lengths).

(Eingesandt 12. März 1908.)

Die Dämpfungserscheinungen bei elektromagnetischen Schwingungsvorgängen.

Von **Max Grober.**

I. Teil.

Die Arbeiten über die Dämpfung bei elektromagnetischen Schwingungen erschienen, als man das Gebiet zu bearbeiten begann, wesentlich einfacherer Natur zu sein, als es sich nach und nach herausstellte. Die mitbestimmenden Faktoren häuften sich und die Methoden zur Messung derselben zeigten sich als unvollkommen oder nicht ausreichend. Die theoretischen Bearbeitungen fanden teilweise keine genügend feste Grundlage zum Aufbau und komplizierten sich beim Fortschreiten der Art, daß sie wenige durchgehende Bearbeitungen gefunden haben. Die experimentellen Untersuchungen aber boten zunächst darin Schwierig-

keiten, daß direkte Wege zur Bestimmung der Dämpfung nicht existierten. Zunächst glaubte man z. B.[1]), daß die Dämpfung allein abhängig sei vom Widerstand im Kreise (Joulesche Wärme), doch bald erkannte man den Einfluß der durch Strahlung hervorgerufenen Verluste. Neuere Untersuchungen haben nun gelehrt, daß die Abhängigkeit von diesen Faktoren bei weitem verwickelterer Natur ist, als man früher annahm[2]), und daß die Zahl der mitwirkenden Faktoren größer ist. Direkte Wege, wie Benutzung der Braunschen Röhre, Oszillograph und Photographie sind neueren Datums und sollen in diesem Teile, der die theoretischen Untersuchungen und experimentellen Anordnungen bis ungefähr 1900 enthalten soll, noch keine Berücksichtigung finden.

I. Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Bestimmung der Dämpfungsgröße.

Die ersten Veröffentlichungen über diesen Gegenstand sind von H. Hertz herausgegeben. Er stützt sich bei seinen theoretischen Untersuchungen auf die Poyntingsche Formel (Poynting, Philosophical Transactions **2**, 343, 1884), welche aussagt: Der Energiefluß im elektromagnetischen Felde ist gleich $\frac{c}{4\pi}$ multipliziert mit dem Parallelogramm aus magnetischem und elektrischem Kraftvektor

$$\sqrt{\mathfrak{f}_x^2+\mathfrak{f}_y^2+\mathfrak{f}_x^2} = \frac{c}{4\pi}\,\mathfrak{H}\cdot\mathfrak{F}\cdot\sin(\mathfrak{H},\mathfrak{F}).$$

Hertz stellt nun die Kraftlinienbilder auf für das Entladen und Aufladen eines Oszillators, den er sich von einer bestimmten Kugelflächenschar umgeben denkt. Durch diese Flächen tritt bei jeder Periode eine bestimmte Energiemenge mehr aus als ein, und die Differenz, die der Strahlung entspricht, ist berechenbar.

Hertz schätzt nun die Anfangsenergie zu 54000 g cm^2 sec^{-2}, berechnet die Differenz zu 2400 g cm^2 sec^{-2}, was einer Dämpfung von $\sim$0,15 entsprechen würde. Infolge eines Rechenfehlers in der Periodenzahl ist die Differenz nur zu $^1/_3$ ihrer wirklichen Größe = 7200 g cm^2 sec^{-2} ermittelt. Die richtige Zahl entspricht einer Dämpfung von $\sim$0,2, wie sie auch tatsächlich in solchem System vorhanden ist.

1) H. Hertz, Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft. Leipzig 1902. S. 287, Anm. 5—7 u. S. 56. Abdruck von Wied. Annalen der Physik **31**, 421, 1887.

2) z. B. der Funkenwiderstand, vergl. A. Jollos, dieses Jahrbuch **1**, 227, 1907. Der Funkenwiderstand in Kondensatorkreisen.

An diese Abhandlung knüpft nun Poincaré seine theoretischen und experimentellen Untersuchungen.[1])

Nach ihm ist eine der Größen X, Y, Z, α, β, γ von der Form

$$Ae^{-\alpha t}\cos\beta t + Be^{-\alpha t}\sin\beta t$$

und somit die Energie von der Form

$$E = e^{-2\alpha t} f(\sin\beta t,\ \cos\beta t),$$

wobei f eine Form zweiten Grades ist. Die Periode ist $T = \frac{2\pi}{\beta}$, da aber f vom zweiten Gliede ist, so ist $\frac{T}{2}$ schon eine Periode für E. Sei E_0 der Anfangswert, E_1 der Wert nach $1/2$ Schwingung, so ist $E_1 = e^{-\alpha t} E_0$, also

$$\alpha = \frac{1}{T}\cdot ln \cdot \frac{E_0}{E_1}.$$

Nun sind E_0 und $E_0 - E_1$ berechenbar, und somit auch der Wert α.

Die neueren Arbeiten über Dämpfung schließen sich fast ausschließlich den zahlreichen Bjerknesschen Abhandlungen an. Zwei Phänomene sind es vor allem, die uns die Mittel dazu an die Hand geben, die Erscheinung der Resonanz und die der Reflexion elektrischer Wellen.

Die ersten Resonanzkurven sind schon von Hertz aufgenommen worden, doch erst Bjerknes hat das systematische Studium dieser vorgenommen und die Größe der Dämpfung hieraus zu bestimmen versucht. Die Resonanz tritt dann vollständig zutage, wenn man eine Intensitätsmessung des Sekundärkreises, der in Kapazität oder Selbstinduktion genügend variabel ist, vornimmt und diese Größe systematisch ändert, da hierdurch die Periode variiert wird. Die Intensität kann nun im Sekundärkreis auf verschiedene Art untersucht und bestimmt werden. Zunächst kann man, und so geschah es bei den ersten Arbeiten, einen offenen, sekundären Kreis einführen und die Länge des Funkens messen, bei der noch eben Entladungen stattfinden. Allein die Ungenauigkeit dieser Methode wurde bald erkannt und man versuchte einmal diese Methode zu verfeinern, andererseits zu umgehen. Blondlot[2]) legt in den Primärkreis diametral entgegengesetzt der Funkenstrecke den

1) Poincaré, Comptes Rendus **111**, 1891; Electricité et Optique; Les oscillations électriques.

2) Blondlot, Comptes Rendus **114**, 283, 1892, Sur un nouveau procédé pour transmettre des ondulations électriques le long des fils métalliques, et sur une nouvelle disposition du récepteur.

Kondensator (Fig. 1) (und erhält dadurch Funkenstrecken bis 11 mm). Von den beiden Enden M und N gehen parallele Cu-Drähte aus, zwischen die der Resonator gestellt wurde. Um nun die wirksame Kraft zu erhöhen, erhielt das Drahtsystem mit dem Resonator die Form (Fig. 2).

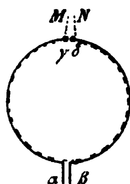


Fig. 1.

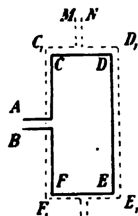


Fig. 2.

Um das Drahtsystem zu schließen, bedient man sich zweier beweglichen Brücken CD und FG. Sei nun (Fig. 3) $MCDBFGANHM = l$

$$R_1 CD R_2 = a$$
$$HMR_1 = b$$
$$HNAGFBR_2 = b + c,$$

so ist

$$l = a + 2b + c.$$

Eine von H ausgehende Schwingung erzeugt, wenn sie in R_1 anlangt, einen Einfluß auf den Resonator R. Von R_2 aus, nachdem sie also a

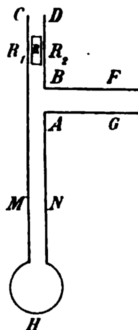


Fig. 3.

zurückgelegt hat, übt sie eine Verstärkung aus. Die Schwingung in dieser Richtung wirkt jedesmal, wenn der Weg

$$\begin{array}{ll} b & b+a \\ b+l & b+a+l \\ b+2l & b+a+2l \text{ usf.} \end{array}$$

zurückgelegt ist. Die im entgegengesetzten Sinne verlaufende analog nach

$$\begin{array}{ll} b+c & b+c+a \\ b+c+l & b+c+a+l \text{ usf.} \end{array}$$

Wir nehmen allein CD als verschiebbar an, d. h. a als variabel, so tritt für $a = \frac{\lambda}{2}$, $3\frac{\lambda}{2} \cdots (2n+1)\frac{\lambda}{2}$ Verschwinden der Wirkung in R ein. Ist $a = \lambda$, $2\lambda \cdots 2n \cdot \frac{\lambda}{2}$, so erreicht die Wirkung ein Maximum; analoges tritt bei Verschiebbarkeit von FG ein. Bei Einstellung der Maxima erreichte Blondlot Funkenlängen bis zu 11 mm.

Diese Methoden wurden umgangen dadurch, daß man die mechanischen und thermischen Leistungen des elektrischen Stromes zu Hilfe nahm. Auf der mechanischen Arbeitsleistung beruht das Elektrometer von Bjerknes[1]) (Fig. 4 u. 5). An Stelle der Kugeln im



Fig. 4.

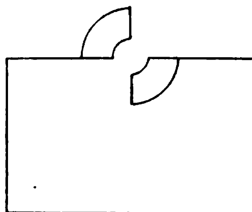


Fig. 5.

Sekundärkreis befinden sich zwei flache Scheiben im genügend großen Abstand. Senkrecht unter dem Mittelpunkt befindet sich in 0,8 cm Abstand der Mittelpunkt der Elektrometernadel. In den Sekundärkreis (Fig. 4) schaltet nun Bjerknes an Stelle der einen Seite verschieden große Selbstinduktionen ein und mißt die Ausschläge. Die theoretische Berechnung und das Experiment ergaben ihm Übereinstimmung, die höchstens um $^1/_2$ Proz. differierte. Trägt man nun die Elektrometerausschläge als Ordinaten, die Schwingungsdauern als Abszissen ab, so erhält man die sogenannte Resonanzkurve, die auch theoretisch abgeleitet wird und eine Berechnung des Dekrementes gestattet.

---

1) Wied. Ann. **44**, 74, 1891.

Bei dieser Ableitung nimmt Bjerknes, wie es auch sein darf, die Dämpfung im sekundären Kreis als klein an, gegenüber der im Primärkreis. Aus der Differentialgleichung

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\,\beta \cdot \frac{d\varphi}{dt} + (b^2 + \beta^2)\,\varphi = \mathfrak{A}\, e^{-\alpha t} \cos at,$$

wo

$$a = \frac{2\pi}{T} \quad \text{und} \quad \alpha = \frac{\gamma}{T} \text{ ist } (\gamma \text{ Dekrement}), \text{ erhält er}$$

$$\varphi = \frac{\mathfrak{A}}{\sqrt{(b^2 + (\alpha - \beta)^2 - a^2)^2 + 4a^2(\alpha - \beta)^2}} \cdot e^{-\alpha t} \cos\left(at + \operatorname{arc\,tg} \frac{a^2 - (\alpha - \beta)^2 - b^2}{2a(\alpha - \beta)}\right) + \frac{\mathfrak{A}\sqrt{b^2 + (a - \beta)^2}}{b\sqrt{b^2 + (\alpha - \beta)^2 - a^2)^2 + 4a^2(\alpha - \beta)^2}} \cdot$$

$$\cdot\, e^{-\beta t} \cos\left(bt + \operatorname{arc\,tg} \frac{b}{\alpha - \beta} \cdot \frac{a^2 - (\alpha - \beta)^2 - b^2}{a^2 + (\alpha - \beta)^2 + b^2}\right),$$

wenn für $t = 0$, $\varphi = 0$ und $\frac{d\varphi}{dt} = 0$ sind. Da aber nach obiger Annahme β sehr klein ist gegen α, so ist nach kurzer Zeit

$$\varphi = \frac{\mathfrak{A}\sqrt{b^2 + \alpha^2}}{b\sqrt{(b^2 + d^2 - a^2)^2 + 4a^2\alpha^2}} \cdot e^{-\beta t} \cos\left(bt + \operatorname{arc\,tg} \cdot \frac{b}{\alpha} \cdot \frac{a^2 - \alpha^2 - b^2}{a^2 + \alpha^2 + b^2}\right).$$

Nun zeigt der Intensitätsausdruck ein Maximum, da sein Zähler

$$(b^2 + \alpha^2 - a^2)^2 + 4a^2\alpha^2$$

für

$$b = \sqrt{a^2 - \alpha^2} \quad \text{oder} \quad a = \sqrt{b^2 - \alpha^2}$$

ein Minimum besitzt, wenn

$$a > \alpha \quad \text{oder} \quad b > \alpha$$

ist, somit hat das Integral φ ein Minimum, das die Resonanzexistenz anzeigt. Indem nun Bjerknes noch α^2 neben a^2 und b^2 vernachlässigt, erhält er

$$B = \frac{\mathfrak{A}}{\sqrt{(b^2 + a^2)^2 + 2\alpha^2(b^2 + a^2)}}.$$

Die Elektrometerausschläge sind nun proportional der auf sie wirkenden Kraft, letztere ist aber

$$J = \int_0^\infty \varphi^2 dt \sim \frac{B^2}{4\beta} = \frac{\mathfrak{A}^2}{(b^2 - a^2)^2 + 2\alpha^2(b^2 + a^2)} \cdot \frac{1}{4\beta}.$$

J_{max} sei der Maximalwert, den J annehmen kann; er tritt für $a = b$ ein und ist

$$J_{max} = \frac{\mathfrak{A}^2}{4\beta} \cdot \frac{1}{4a^2\alpha^2}.$$

Setzt man dann

$$\frac{J}{J_{max}} = y, \qquad \frac{a}{b} = x, \qquad \gamma = \frac{\alpha}{T},$$

so wird

$$y = \frac{2\gamma^2 x^4}{2\pi^2(1-x^2)^2 + \gamma^2(1+x^2)x^2}$$

die Kurvengleichung für die Amplituden und es bestimmt sich

$$\gamma^2 = \frac{2\pi \cdot (1-x^2)^2 y}{2x^4 - (1+x^2)x^2 y}.$$

Die theoretisch gefundene Kurve zeigt eine bestimmt jedesmal auftretende Abweichung von der experimentell gefundenen. Während erstere symmetrisch ist, zeigt letztere eine konstante Unsymmetrie, die nach Bjerknes auf der Inkonstanz von β beruht.

Da nun aber die Elektrometernadel zufällige Ladungen annimmt und dann bei unsymmetrischer Lage falsche Ausschläge ergibt, so nahm man, wie erwähnt, thermische Leistungen des elektrischen Stromes zu Hilfe. Das Bolometer von Rubens und Paalzow und das Klemenčičsche Thermoelement sind die am meisten benutzten Indikatoren.

Rubens und Paalzow[1]) benutzten als Primärkreis einen Hertzschen Erregerkreis. Den Platten AB in Fig. 6 gegenüber befanden sich die Platten

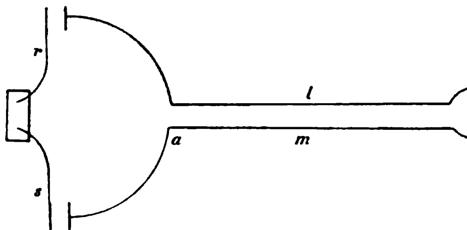


Fig. 6.

ED, von deren Mitte die in JH endigenden Drähte ausgingen, in denen Schwingungen erregt wurden. Um nun das Bolometer zur Messung zu gebrauchen, mußten die Bolometerleitungsdrähte so weit von den

1) Rubens u. Paalzow, Wied. Ann. 37, 529, 1889; Rubens u. Ritter, Wied. Ann. 40, 55, 1890; Rubens, Wied. Ann. 42, 154, 1891.

Drähten (*l m*) entfernt sein, daß sie keinen Einfluß ausübten auf die Schwingung des Systems, andererseits aber so nahe, daß der in ihnen induzierte Strom eine meßbare Erwärmung im Bolometer hervorrief. Dies war nun dadurch möglich, daß über *l*, *m* zwei Kapillarrohre (Fig. 7) gelegt wurden, um welche die Enden des Bolometerdrahtes gewickelt waren. Die Ausschläge des Galvanometers sind der

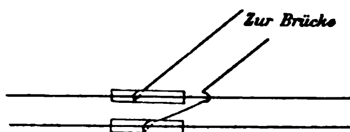


Fig. 7.

Widerstandsänderung und diese der Stromstärke proportional und werden als Ordinaten eingetragen, während die Abstände der Bolometerleitung von *a* als Abszissen aufgezeichnet werden. Diese Kurven sind noch wenig regelmäßig. Jedoch ist entweder durch Verlängerung der Drähte *r*, *s* ein Optimum zu erzielen oder durch Aufsetzen einer Brücke, die längs *l*, *m* verschiebbar ist.

Diese Messungen mit dem Bolometer sind aber nur auf kurze Versuchsstrecken beschränkt und erst die Verwendung von sogenanntem Wollastondraht im Barretter ermöglichte eine bedeutende Verfeinerung der Messung. Die immerwährende Änderung des Widerstandes und dessen Kompensation zu umgehen, gelang Klemenčič[1]) durch Verwendung von Thermoelementen. Die vorteilhafteste Anordnung ist in

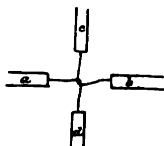


Fig. 8.

Fig. 8 schematisch dargestellt. *a* und *b* führen zum Resonator, *c* und *d* zum Galvanometer.

Als zweites Phänomen, welches über die Dämpfungsgröße Auskunft gibt, nannten wir die Reflexion elektrischer Wellen. Wird eine gedämpfte Welle an einem Schirm reflektiert, so werden an bestimmten

1) J. Klemenčič, Wied. Ann. 42, 416, 1891.

Punkten Maxima und Minima der Wirkung auftreten. Bjerknes[1]) untersuchte nun diese zunächst längs Leitungsdrähten. Ein von $x = \infty$ kommender Wellenzug werde bei $x = 0$ reflektiert. Auf einen bei x sich befindenden Leiter wirkt die Kraft

$$J = \int_{-\frac{x}{b}}^{+\frac{x}{c}} Y_1\, dt + \int_{+\frac{x}{v}}^{\infty} [Y_1 + Y_2]^2\, dt,$$

wenn

$$Y_1 = Ae^{-\alpha t - \alpha_1 x} \sin(a\, t + a_1 x)$$
$$Y_2 = \pm Ae^{-\alpha t + \alpha_1 x} \sin(at - a_1 x)$$

den einfallenden und reflektierten Strahl darstellen. Es ergibt sich dann J zu

$$J = K_1 \pm Ke^{-2\alpha_1 x} \cos(2a_1 k - k),$$

wo K_1 ein bestimmtes Integral bedeutet, $K_1 = K \cos k$ ist und $k = \operatorname{arctg} \frac{\alpha_1}{a_1}$ ist. Die durch das Integral dargestellte Kurve ist experimentell bestimmbar. Da nun die Theorie den Satz ergibt, daß das Dekrement des einfallenden Wellenzuges gleich dem der Kurve ist, so ist ersteres experimentell bestimmbar. Leitet man α_1 und a_1 ab, was aus den Wellenlängen geschieht, so erhält man leicht die wahre Form des Wellenzuges. So erhielt Bjerknes

$$\lambda = 4{,}6 \text{ m}$$
$$e^{-\gamma} = 0{,}6$$
$$\gamma = 0{,}5.$$

Eine Vergrößerung des Abstandes der beiden Drähte verringerte die Dämpfung, eine Erfahrung, die zeigt, daß infolge von Energieabgabe an dieselben eine Erhöhung des Dekrements stattfindet.

Als Indikator zur Bestimmung der Minima benutzte Birkeland[2]) ein Telephon im Resonatorkreis und erhielt gleiche Werte wie Bjerknes. Einen wesentlichen Fortschritt bedeutet hier aber erst die Arbeit von Klemenčič und Czermak[3]), da hierin die Dämpfung bestimmt wurde von Wellen, die sich im Luftraum fortpflanzen. In einem der Hertzschen Hohlspiegel $\Sigma_1 \Sigma_2$ befindet sich der Erreger P, im anderen ein Resonator J. r ist der Schnittpunkt der Spiegel-

1) Bjerknes, Wied. Ann. **44**, 513, 1891.
2) Birkeland, Wied. Ann. **47**, 583, 1892.
3) Klemenčič u. Czermak, Wied. Ann. **50**, 174, 1893.

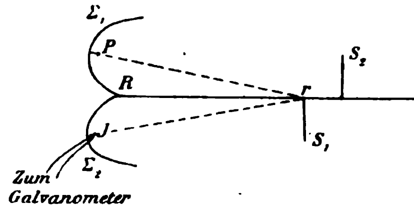


Fig. 9.

achsen. S_1 und S_2 sind zwei längs einer Skala verschiebbare Planspiegel; die übrige Anordnung ergibt sich aus der Figur. Ist nun

$$y_1 = Ae^{-\alpha t} \sin at$$

die vom Erreger ausgehende gedämpfte Welle,

$$y_2 = Ae^{-\alpha\left(t+\frac{x}{v}\right)} \sin(at + \varphi)$$

die reflektierte, so ist die Interferenzwelle gegeben durch

$$y = AC \cdot e^{-\alpha t} \sin(at + \varphi),$$

wo

$$C = 1 + e^{-\frac{2x}{v}\cdot\alpha} + 2e^{-\frac{x}{v}\alpha} \cos\frac{2\pi x T}{v}$$

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{e^{-\frac{x}{v}\alpha} \sin\frac{2\pi xT}{v}}{1 + e^{-\frac{x}{v}\alpha} \cos\frac{2\pi xT}{v}}$$

sind.

Der Galvanometerausschlag ist aber bei Vernachlässigung kleiner Größen

$$\psi = \frac{A^2T^2}{4\alpha}\left(1 - e^{-\frac{2xT^2\alpha}{v}} + C^2\right).$$

Für eine Spiegelverschiebung um $x = 0, \frac{\lambda}{2}, \lambda$ ergeben sich

$$x = 0 \qquad \psi_1 = \frac{A^2T^2}{4\alpha} \cdot 4$$

$$x = \frac{\lambda}{2} \qquad \psi_2 = \frac{A^2T^2}{4\alpha}\left(2 - 2e^{-\frac{\alpha T}{2}}\right)$$

$$x = \lambda \qquad \psi_3 = \frac{A^2T^2}{4\alpha}\left(2 + 2e^{-\alpha T}\right),$$

woraus sich

$$e^{-\frac{\alpha T}{2}} = \frac{\psi_1 - \psi_2}{\psi_3 - \psi_2}$$

leicht ableitet, eine einfache Formel zur Berechnung von $\alpha T = \gamma$. Die Verfasser ermitteln das log. Dekrement ihrer Wellen zu 0,39 in sehr naher Übereinstimmung mit dem Werte von Bjerknes. Die prozentuale Genauigkeit der Dämpfungsmessung ist nicht mitgeteilt.

(Fortsetzung folgt.)

Halle a/S.-Cröllwitz, Physikalische Versuchsstation. Februar 1908.

(Eingesandt 25. Februar 1908.)

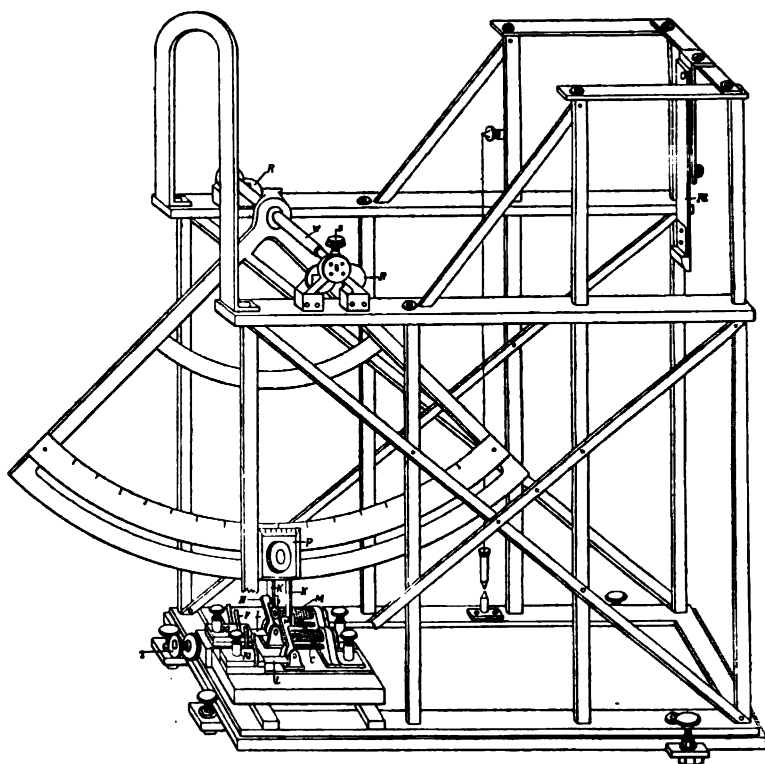
Pendelunterbrecher für schnelle elektrische Schwingungen.

Von Gustav Eichhorn.

Der in der nachfolgenden Arbeit des Diplom-Ingenieur Dr. F. Rusch erwähnte Pendelunterbrecher ist nach den Angaben von Professor Dr. A. Kleiner[1]) (Zürich) hergestellt und von mir im Jahre 1900 zuerst in sichern Betrieb gebracht worden. Es handelt sich um einen abgeänderten Helmholtz-Pendelunterbrecher der bekannten Ausführung und waren folgende Gesichtspunkte für die Abänderung leitend: Erhebliche Erweiterung des Meßbereichs; Änderung der Kontakthebel zwecks Vermeidung von Hemmungen des Pendels; Vermeidung von starken Elektromagneten und bewegten Eisenmassen, welche das Feld der Meßinstrumente beeinflussen würden; Bedienung des Pendelunterbrechers vom Beobachtungsplatze des Fernrohrs aus:

Die beistehende Zeichnung läßt erkennen, in welcher Weise die Anforderungen realisiert wurden. Das Pendel — ein Kreisquadrant aus Messing, durch welche Form auch eine gute Massenverteilung erzielt ist — schwingt um die zylindrische Welle W, die auf den Friktionsrollen R ruht. Die Erweiterung des Meßbereiches ist dadurch erreicht, daß die Klinken K, welche das Fortschlagen der Hebelchen H besorgen, am Umfange des eingeteilten Quadranten in einem Schlitz verschoben und auf jeder Seite auf den Kreisteilungen eingestellt werden können. Auf diese Weise erhält man die Zeitintervalle als Funktion der Hebeldistanzen und Klinkenabstände kombiniert und man verfügt über einen Meßbereich, der dem relativ großen Zeitintervall 10^{-6} bis annähernd 0,5 sec entspricht. Die Klinken tragen an den Aufschlagstellen ein-

1) A. Kleiner, Verh. d. schweiz. Naturforscher, 1900.



gesetzte Isolationssteinchen aus Achat oder Granat; die Hebelköpfe haben eingesetzte Stahlflächen, damit sich beim Aufprallen der Klinken keine Eindrücke oder aufgeworfene Ränder bilden können, wodurch bei den kleinen Zeitintervallen präzise Messungen illusorisch würden.

Um Hemmungen des Pendels durch die gegen die Hebelchen drückenden Federn möglichst zu vermeiden, sind bei dem neuen Pendelunterbrecher die Federn ersetzt durch kleine Elektromagnete *M*, welche die aufstehenden Hebel so lange festhalten, bis sie von den Klinken weggeschlagen werden. Die Hebel liegen nicht direkt den Elektromagneten an, sondern sind nur in sehr große Nähe gebracht; der Kontakt wird vermittelt durch feine Schrauben *C*, welche durch die Blöcke der Magnete gebohrt sind und mit Platinspitzen gegen die den Hebelchen angelöteten Platinbleche stoßen. Man sieht leicht ein, daß das Pendel beim Durchlaufen der Hebeldistanzen nun keine Hemmungen erfährt, da die magnetische Wirkung unmittelbar nach Aufhebung des Kon-

taktes verschwindend klein wird. Die zu messenden Zeiten sind die Intervalle der Aufhebungen der beiden Kontakte, welche instantan vor sich gehen. —

Um eine stets gleiche Amplitude zu erzielen, wird das Pendel um einen bestimmten Winkel gedreht, bis es mit einer an seinem Umfange befestigten Nase in eine, im Gerüst angebrachte Feder *Fd* einschnappt; diese Feder kann man, während man gleichzeitig durch das Fernrohr beobachtet, vermittels einer Schnur zurückziehen und das Pendel beginnt zu schwingen.

Bisher wurde das gehobene Pendel von stärkeren Elektromagneten festgehalten, welche, wie auch der schwere Ankerklotz die Meßinstrumente in empfindlicher Weise beeinflussen konnten.

Es ist noch die Trommel *T* zu erwähnen, an deren in 100 Teile eingeteiltem Umfang man die Hebeldistanzen ablesen kann, indem sie verbunden ist mit einer Schraube von $^1/_2$ mm Ganghöhe, welche die Schlittenführung bedient.

In der Zeichnung sieht man ferner bei *L* die Stromzuführung von den Klemmen *Kl* zu den Füßen der Hebel *H*; letztere sind auf Ebonit montiert und werden, wenn sie weggeschlagen sind, von gabelförmig gebogenen Federn *F* aufgefangen, damit sie nicht zurückschnellen können.

Theorie des Pendelunterbrechers.

Es gilt für das Pendel:

$$\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 = \frac{2g}{r}(\cos\varphi - \cos\alpha),$$

worin φ ein veränderlicher Ausschlagwinkel, α die maximale Amplitude, r die Länge des einfachen Pendels, g die Erdbeschleunigung bedeutet. Durch Einführung der experimentell zu ermittelnden, auf unendlich kleine Bogen reduzierten Schwingungsdauer $T = \pi\sqrt{\frac{r}{g}}$ in vorstehende Gleichung folgt:

$$\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 = \frac{4\pi^2}{T^2}\left\{\sin^2\frac{\alpha}{2} - \sin^2\frac{\varphi}{2}\right\},$$

$$dt = \frac{T}{2\pi\sin\frac{\alpha}{2}\sqrt{1 - \frac{\sin^2\frac{\varphi}{2}}{\sin^2\frac{\alpha}{2}}}}\,d\varphi\,.$$

Nach Entwicklung der Wurzel ergibt sich:

$$dt = \frac{T}{2\pi \sin\frac{\alpha}{2}} \left\{1 + \frac{1}{2}\frac{\varphi^2}{\alpha^2} + \frac{1}{2}\cdot\frac{3}{4}\frac{\varphi^4}{\alpha^4} + \cdots\right\} d\varphi\,.$$

Durch Integration erhält man:

$$t = \frac{T\varphi}{2\pi \sin\frac{\alpha}{2}} \left\{1 + \frac{1}{6}\left(\frac{\varphi}{\alpha}\right)^2 + \frac{3}{40}\left(\frac{\varphi}{\alpha}\right)^4 + \cdots\right\}.$$

Ist s der in Betracht kommende, vom Pendel zu durchlaufende Weg in Richtung der Schwingung, also die veränderliche Distanz der beiden Kontakthebel und l die Gesamtlänge des Pendels von der Mitte der Drehachse bis zur unteren Aufschlagstelle, so kann man für die Elongation φ, da $\operatorname{tg} \varphi = \frac{s}{l}$ und bei kleinen Winkeln die Tangente gleich dem Bogen ist, setzen: $\varphi = \frac{s}{l}$. Es ergibt sich also zur absoluten Bestimmung des jedesmaligen Zeitintervalles:

$$t = \frac{T}{2\pi \sin\frac{\alpha}{2}} \frac{s}{l} \left\{1 + \frac{1}{6}\left(\frac{s}{l\alpha}\right)^2 + \frac{3}{40}\left(\frac{s}{l\alpha}\right)^4 + \cdots\right\}.$$

Die Pendellänge wurde mittels Kathetometer zu $l = 40{,}645$ cm gefunden. Für die Amplitude ergab sich aus trigonometrischen Beziehungen $\alpha = 91^0\,17'\,3{,}52''$. Für die Schwingungsdauer T wurde ein Mittelwert aus vielen Schwingungsbeobachtungen benutzt.

Die Zeit τ, welche einem Skalenteil der Trommel entspricht, berechnete sich so im vorliegenden Falle zu $1{,}71966 \cdot 10^{-6}$ sec. Dieser Wert wurde kontrolliert und verifiziert durch Beobachtung aperiodischer Ladungen rückstandsfreier Kondensatoren; es besteht bekanntlich die Beziehung $Q = Q_0\left(1 - e^{-\frac{t}{WC}}\right)$, wobei Q_0 die Normalladung, W und C Widerstand und Kapazität bedeuten. Es ergibt sich hieraus für die Zeit t einer beliebigen Pendelkontaktstellung $t = W \cdot C \cdot 10^{-6} ln\left(\frac{1}{1 - \frac{Q}{Q_0}}\right)$ mit W und C in absolutem Maß ausgedrückt.

Mit dem ausgezeichneten Instrument, das vom Universitätsmechaniker Herrn Gans hergestellt war, ließen sich selbst innerhalb eines Skalenteils der Trommel noch präzise Messungen ausführen, so daß man sich hart an dem Gebiet der in der praktischen drahtlosen Telegraphie gebräuchlichsten Schwingungszeiten (etwa 10^{-6} bis $3 \cdot 10^{-6}$ sec) be-

findet. Die bisher mit dem Pendelunterbrecher ausgeführten Messungen erstreckten sich auf vollständig geschlossene Schwingungskreise, aber es lassen sich sehr wohl Dispositionen ausdenken, die es gestatten, auf indirektem Wege auch Schwingungskreise mit Funkenstrecke zu untersuchen. Ich hoffe, daß vorstehende Ausführungen dazu anregen werden.

Zürich, Januar 1908.

(Eingesandt 4. Januar 1908.)

Untersuchungen mit dem Pendelunterbrecher.

Von F. Rusch.

Der Pendelunterbrecher gestattet einen elektrischen Vorgang zeitlich möglichst exakt zu begrenzen.

In seiner Anwendung auf die experimentelle Untersuchung elektromagnetischer Schwingungen in Leitern, leitet er die Ladung bezw. Entladung des Kondensators ein, und unterbricht sie nach einem bestimmten Zeitintervall.

Dadurch ist es möglich, die in meist sehr kurzer Zeit verlaufende Schwingung in einzelne, sozusagen in der Zeit feststehende Phasen zu zerlegen und so zu messen.

Die Vorgänge im Schwingungskreis lassen sich auch leicht analytisch verfolgen unter Annahme quasistationärer Strömung.

In Figur 1 möge bedeuten:

P das Pendel.

I und II seine beiden Kontakte.

C eine variable Kapazität.

L die Selbstinduktion einer Spule.

W_0 ihr Gleichstromwiderstand.

E eine Gleichstromelektrizitätsquelle (Akkum.)

N ein Nebenschlußwiderstand.

i_0 der Gleichstrom im Nebenschlußkreis $(INLE)$.

G ein ballistisches Galvanometer.

Es seien zunächst beide Kontakte I und II geschlossen; dann fließt durch $(INEL)$ der Strom

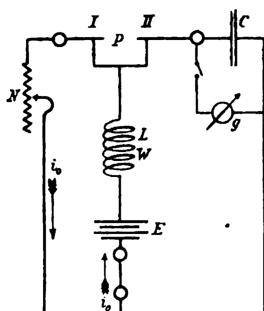


Fig. 1.

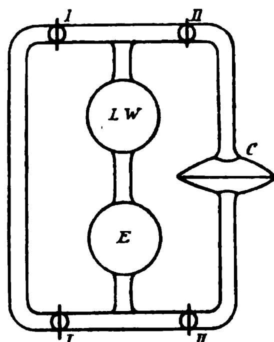


Fig. 2.

$$i_0 = \frac{E}{N + W_0}, \tag{1}$$

während gleichzeitig der Kondensator geladen ist mit der Elektrizitätsmenge

$$Q_0 = E \cdot C \cdot \frac{N}{N + W_0} \tag{2}$$

und L mit

$$\Phi_0 = L \cdot i_0 \tag{3}$$

Kraftlinien verkettet ist.

Demnach ist die elektromotorische Energie der Stromquelle

$$E_E = E i_0, \tag{4}$$

die dielektrische Spannungsenergie des Kondensators:

$$E_C = \frac{E^2 \cdot C}{2} \cdot \left(\frac{N}{N + W}\right)^2 \tag{5}$$

und endlich die magnetische Energie von L

$$E_m = L \frac{i_0^2}{2}. \tag{6}$$

Durch E_E, E_C, E_m ist demnach der Gleichgewichtszustand der Anordnung vor der Betätigung des Pendels charakterisiert.

Man kann zu dieser Schaltung leicht das mechanische Analogon angeben. In Fig. 2 möge (E) eine Wasserpumpe, (L) ein Wassermotor und C eine linsenförmige Kapsel sein, die durch die undurchlässige elastische Membran in 2 Kammern geschieden wird.

Der Motor L möge ein großes Schwungmoment besitzen.

Sind die Hähne I und II offen, so strömt durch ($IIEL$) ein kontinuierlicher Wasserstrom, während C eine bestimmte einseitige und konstante Durchbiegung erfahren wird (entsprechend dem Druck der Pumpe,

der sich auch über $(II\,C\,II)$ fortpflanzt. L dreht sich mit der konstanten Geschwindigkeit v_0 und besitzt daher die Energie (kinetisch)

$$E_m = L \cdot \frac{{v_0}^2}{2}, \tag{7}$$

dagegen steckt in C die potentielle Energie

$$E_C = K \frac{E^2}{2}, \tag{8}$$

wenn E den Pumpendruck und K eine Konstante ist.

Die Energie der Pumpe ist

$$E_E = E \cdot v_0. \tag{9}$$

Es entspricht also:

Dem $L \frac{{i_0}^2}{2}$ das $L \frac{{v_0}^2}{2}$

„ $\frac{E^2 \cdot C}{2} \cdot \left(\frac{N}{N + W}\right)^2$ das $K \frac{E^2}{2}$

„ $E \cdot i_0$ das $E \cdot v_0$.

Es läßt sich nunmehr leicht überblicken, was eintreten wird, wenn die Hähne I plötzlich geschlossen werden.

Der Strom v_0 hört plötzlich auf. Da aber L ein großes Schwungmoment besitzt [und außerdem auch noch die Pumpe arbeitet], so wird Wasser nach C hinübergepreßt und die Durchbiegung so lange vergrößert, bis die Spannung der Membran dem durch die Pumpe und die Bewegungsenergie des Wassermotors erzeugten Druck gleich ist.

Die lebendige Kraft von L ist Null geworden (der Motor steht einen Augenblick still), sie ist aber in potentielle Energie in C verwandelt worden. Die Strömung v in der einen Richtung ist Null geworden. Der Teil der potentiellen Energie in C, der von L herrührt, vermag aber jetzt, dem konstant in einer Richtung wirkenden Pumpendruck entgegen, eine neue Strömung einzuleiten. Diese setzt L in umgekehrter Richtung in Bewegung, so lange bis L wieder seine ursprüngliche kinetische Energie besitzt. Diese erlischt allmählich wieder, eine neue, aber entgegengesetzte Durchbiegung in C bewirkend. Dann setzt das Spiel wieder in der ersten Richtung (von der Pumpe unterstützt) ein.

Der Effekt ist also ein Pendeln des ganzen Systems. Die ursprünglich vorhandene Energie steht bald in L als kinetische, bald in C als potentielle.

Wird während des Schwingungsvorganges auch noch II geschlossen, so wird die Wechselströmung in $(II\,C\,II\,E\,L)$ plötzlich angehalten und

C bleibt in dem momentanen Zustand entsprechende Durchbiegung erhalten und kann gemessen werden.

Die Schwingung des Systems erlischt allmählich, da die Energie durch den Reibungswiderstand in der Leitung, der Pumpe und dem Motor mit der Zeit aufgezehrt wird.

Die Differentialgleichung, die sowohl den elektrischen, wie den mechanischen Schwingungsvorgang beherrscht, kann in folgender Weise gewonnen werden:

Nach der Öffnung von I gilt für den Kreis ($IICEL$) die Energiegleichung

$$Eidt - Lidi = Wi^2dt + \frac{1}{C} Q dQ. \tag{10}$$

Dabei ist Wi^2dt der Betrag der Energie, die im Zeitelement dt durch die Reibung (Ohmschen Widerstand) verzehrt wird.

Q ist die Ladung des Kondensators zur Zeit t und

$$dQ = idt. \tag{11}$$

Man erhält also die Differentialgleichung

$$\left(D^2 + \frac{W}{L} D + \frac{1}{CL}\right) \cdot Q = \frac{E}{L} \tag{12}$$

$$D^2 = \frac{d^2}{dt^2} \quad D = \frac{d}{dt}.$$

Wenn man setzt zur Zeit $t = 0$:

$$Q = Q_0 = EC \cdot \frac{N}{W+N}$$

$$i = i_0 = \frac{E}{W+N},$$

dann wird die Lösung dieser Differentialgleichung:

$$Q = Q \cdot \left\{1 - \frac{T}{2\pi \cdot C(W+N)} \cdot e^{-\frac{W}{2L} \cdot t} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T} t + \varphi\right)\right\} \tag{13}$$

Hierbei ist $Q_m = EC$ die Entladung des Kondensators, nach abgeklungener Schwingung.

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{CL} - \left(\frac{W}{2L}\right)^2}} = \text{Schwingungsdauer.} \tag{14}$$

Der Phasenwinkel φ ist gegeben durch

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\pi \cdot W(W+N)}{T\left(\frac{W^2}{2L} - \frac{1}{C}\right)} \tag{15}$$

$$\frac{W}{2L} = \delta = \text{Dämpfungskonstante.} \tag{16}$$

Die behandelte Schaltung wurde von meinen Vorgängern und zum Teil auch von mir benutzt. Eine zweite Schaltung, die ich nachher behandeln will, ist dieser in vieler Hinsicht überlegen. Dadurch, daß nämlich im Schwingungskreis (*IICEL*) auch die Elektrizitätsquelle *E* sich befindet, kommt zu *W* der sicher nicht stabile Widerstand von *E* und zu *C* die ebenfalls unsichere Polarisationskapazität von *E* hinzu.

Außerdem liefert auch die Theorie dieser Schaltung keine Formel für *Q*, die gestattete, möglichst rasch die günstigsten Versuchsbedingungen zu berechnen.

Alle diese Übelstände sind in der folgenden Schaltung vermieden. Fig. 3.

Wie man sieht, befindet sich *E* nicht mehr im Schwingungskreis. Das mechanische Analogon ist in Fig. 4 dargestellt.

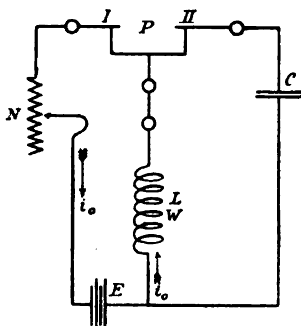


Fig. 3.

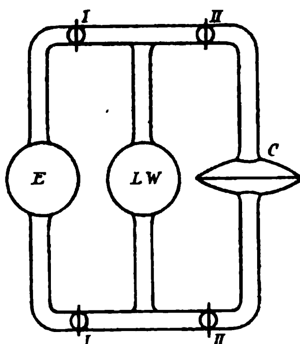


Fig. 4.

Sind in dem mechanischen System die Hähne *I* und *II* geöffnet, so haben wir im Kreis *IEL* eine bestimmte konstante Strömung und infolgedessen in *L* kinetische Energie und in *C* gleichzeitig potentielle; denn die Strömung in *IEL* wird auch nach *IICL* hinüberwirken. (Bei der angedeuteten Strömungsrichtung wirkt der Wasserstrom im Mittelrohr unten saugend, oben drückend. Das Resultat dieses Druckes und Zuges ist eine bestimmte konstante Durchbiegung der Membran in *C*.)

Wird *I* plötzlich geschlossen, dann verursacht die lebendige Energie von *L* im Kreis *IICL* noch ein Fortdauern der Strömung in der ursprünglichen Richtung, bis sie gänzlich zu potentieller Energie in *C* verwandelt worden ist. Dann tritt eine Umkehr der Strömung ein. Im Kreis *IICL* sind wieder freie Schwingungen vorhanden, die infolge Reibung mit der Zeit abklingen.

Im elektrischen System spielt sich alles genau so ab, wie im mechanischen.

Ist Kontakt I und II geschlossen, dann fließt in ILE der Strom $i_0 = \frac{E}{W+N}$. In L steckt daher die magnetische Energie: $E_m = L\frac{i_0^2}{2}$ und in C gleichzeitig die potentielle Energie des Kondensators

$$E_C = \frac{E^2 \cdot C}{2} \cdot \left(\frac{W}{W+N}\right)^2 \tag{17}$$

entsprechend der Ladung

$$Q_0 = E \cdot C \cdot \frac{W}{W+N}. \tag{18}$$

Wird I durch das Pendel geöffnet, so gilt für $(IICL)$ die Energiegleichung:

$$-Lidi = Wi^2 dt + \frac{1}{C} Q \cdot dQ. \tag{19}$$

Daraus resultiert die Differentialgleichung:

$$\left(D^2 + \frac{W}{L} D + \frac{1}{CL}\right) \cdot Q = 0. \tag{20}$$

Die Lösung dieser Gleichung ist für die Grenzen

$$\left.\begin{aligned} Q = Q_0 &= E \cdot C \cdot \frac{N}{W+N} \\ i = i_0 &= \frac{E}{W+N} \end{aligned}\right\} \text{für } t = 0.$$

$$Q = i_0 \cdot \sqrt{CL} \cdot \sqrt{\frac{\frac{1}{CL} + 8\,\delta^2}{\frac{1}{CL} - \delta^2}} \cdot e^{-\delta t} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T} \cdot t + \varphi\right). \tag{21}$$

$\delta = \frac{W}{2L}$ ist gegen $\frac{1}{CL}$ sehr klein, daher ist $\sqrt{\frac{\frac{1}{CL} + 8\,\delta^2}{\frac{1}{CL} - \delta^2}} = 1$, außerdem ist ebenso genau $T = 2\pi \cdot \sqrt{CL}$, also $\sqrt{CL} = \frac{T}{2\pi}$. Daher ergibt sich für Q die einfache Formel

$$Q = \frac{i_0 \cdot T}{2\pi} \cdot e^{-\delta t} \sin\left(\frac{2\pi}{T} \cdot t + \varphi\right). \tag{22}$$

Der Phasenwinkel φ ist gegeben durch

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{C \cdot W}{1 + \delta WC} \cdot \sqrt{\frac{1}{CL} - \delta^2} \quad (23$$

oder angenähert

$$\operatorname{tg} \varphi = 2\,\delta \cdot \sqrt{CL} = \frac{\delta}{\pi} \cdot T. \tag{23'}$$

Die Amplitude der Schwingung ist also

$$a = \frac{i_0\, T}{2\,\pi}. \tag{24}$$

Um für alle Versuchsserien gleichbleibende Genauigkeit zu erhalten, ist es nötig, a konstant zu halten. Das kann nach Formel 24 nun sehr leicht geschehen, indem man i_0 in demselben Maße verkleinert (durch Regulierung des Nebenschlußwiderstandes N in Kreis $II\ LE$), als man T vergrößert und umgekehrt. T wurde nun bei den Versuchen durch eine variable Kapazität verändert. Die Änderung war also proportional $\sqrt{C}$. Die Änderung von N (— ich denke mir W vernachlässigt, so daß $i_0 = \frac{E}{N}$ —) muß demnach auch proportional $\sqrt{C}$ sein. Nahm man beispielsweise $2\,C$, so mußte ein $\sqrt{2}$ mal größeres N genommen werden.

Das Galvanometer blieb immer auf dieselbe Empfindlichkeit eingestellt. Ebenso blieb E konstant während aller Versuche.

Ich möchte hier noch auf einen Punkt hinweisen. In der Literatur findet man die Unterscheidung zwischen Entladeschwingungen und Ladeschwingungen gemacht. Das ist nicht ganz logisch. Denn der Kondensator wird im Verlauf des Schwingungsvorganges bald geladen, bald entladen. Was im Zeitmoment der Pendelbetätigung sich ereignet, hängt ganz von der Verteilung der Energien E_m und E_C ab. Ist die magnetische Energie E_m größer als die Kondensatorenergie E_C, so wird allerdings nach Unterbrechung des Kontaktes I der Kondensator zunächst noch weiter aufgeladen.

Aber es kann sehr wohl auch $E_C > E_m$ sein. Dann entlädt sich C zunächst und E_m nimmt zu. Das ganze Spiel ist ein Hin- und Herwogen der Energie; in welchem Zustand der Verteilung es beginnt, ist ganz gleichgültig, und kann jedenfalls nicht maßgebend sein für die Benennung des Vorganges. Es gibt nur Schwingungen im Kondensatorkreis, keine Entlade- oder Ladeschwingungen.

Die geschilderten Vorgänge im Schwingungskreis zeichnen sich durch große Einfachheit aus. In Wirklichkeit ist aber eine ziemliche Kompliziertheit vorhanden. Vor allem dürfen wir uns L nicht mit einem einzigen mittleren Schwungmoment begabt denken, sondern wir müssen die Vorstellung in unserem mechanischen Analogon dahin

korrigieren, daß der Motor (L) aus unendlich vielen miteinander gegekuppelten Rädchen besteht, von denen jedes ein bestimmtes Schwungmoment besitzt. (L) wäre die mittlere Gesamtwirkung all dieser Teilschwungmomente.

Wir werden die Verhältnisse richtiger beschreiben können mit Hilfe der Maxwellschen Gleichungen, die ja auf den erwähnten Umstand Rücksicht nehmen.

Sommerfeld[1]) hat so zum erstenmal eine Theorie in den Annalen der Physik entwickelt. Das Endergebnis ist eine Formel für den Widerstand. Sie lautet:

$$\frac{W}{W_0} = \frac{1}{2}\{\varphi(\alpha) + \psi(\alpha)\} + \frac{M}{2}\{\varphi(\alpha) - \psi(\alpha)\}$$

$$\alpha = 2d\sqrt{2\pi n\sigma}$$

$n =$ Schwingungszahl

$\sigma =$ spez. Leitvermögen

$$\varphi(\alpha) = \frac{\alpha}{2}\,\frac{\operatorname{Sin}\alpha + \sin\alpha}{\operatorname{Cos}\alpha + \cos\alpha}$$

$$\psi(\alpha) = \frac{\operatorname{Sin}\frac{\alpha}{2}\cos\frac{\alpha}{2} + \sin\frac{\alpha}{2}\operatorname{Cos}\frac{\alpha}{2}}{\operatorname{Cos}\alpha - \cos\alpha}$$

$$M = \frac{\left[(m-0)+(m-1)\sqrt{\frac{r_2}{r_1}}\right]^2 + \left[(m-1)+(m-2)\sqrt{\frac{r_3}{r_2}}\right]^2 + \dots}{\left[(m-0)+(m-1)\sqrt{\frac{r_2}{r_1}}\right]^2 + \left[(m-1)+(m-2)\sqrt{\frac{r_3}{r_2}}\right]^2 + \dots}$$

$m =$ Zahl der Wicklungslagen

$r_1\, r_2\, r_3 \dots =$ die innere bezw. äußeren Radien der Lagen

$W =$ Wechselstromwiderstand

$W_0 =$ Gleichstromwiderstand

Ich werde nun im folgenden unter Zugrundelegung der Sommerfeldschen Theorie auch einen Ausdruck für L entwickeln.

Berechnung der resultierenden Selbstinduktion L.

Um die resultierende Selbstinduktion der Rolle zu finden, gehe ich von der magnetischen Energie (T) aus.

Es ist

$$T = \frac{1}{8\pi}\int \mathfrak{H}^2 \cdot d\tau = L\frac{i^2}{2}. \tag{25}$$

1) Ann. Phys. **22**, 673, 1905. Sommerfelds zeitliche Feldgleichung ist $H = H_0\, e^{in\,t}$, während mein Ansatz ist $H = H_0\, e^{(in-\delta)\,t}$, weil ich mit gedämpften Schwingungen arbeite.

Daraus

$$L = \frac{\frac{1}{8\pi}\int \mathfrak{H}^2 d\tau}{\frac{i^2}{2}}. \tag{26}$$

Der Ausdruck zerfällt in Teilintegrale. Im Solenoidinnern ist $\mathfrak{H}$ konstant $= H_m$.

Daher

$$T_0 = \frac{1}{8\pi} H_m{}^2 \int d\tau \cdot$$

$\int d\tau = r_1{}^2 \pi \cdot l$, wenn l die Spulenlänge bedeutet.

Also $T_0 = \frac{1}{8} H_m{}^2 \cdot r_1{}^2 \cdot l$.

Der Totalstrom ist

$$J = \frac{H_m \cdot e^{(in-\delta)t}}{4\pi m \cdot N}.$$

Also

$$\frac{i^2}{2} = \frac{H_m{}^2}{32\pi^2 \cdot m^2 \cdot N^2} \text{ und}$$

$$L_0 = \frac{T_0}{\frac{i^2}{2}} = 4\pi^2 m^2 N^2 r_1{}^2 l.$$

Das Raumelement $d\tau$ für das Spulenmaterial ist

$$d\tau = 2\pi r \cdot dr \cdot l.$$

Für die erste Schicht gilt dann

$$T_1 = \frac{2\pi \cdot l}{8\pi} \int_{r_1}^{r_2} \mathfrak{H}_1{}^2 \cdot r\, dr.$$

$\mathfrak{H}_1{}^2$ erhält man als das Produkt der imaginären Größe $\mathfrak{H}_1$ in ihrem konjugierten Ausdruck. Es ist reell und zwar eine Funktion von r in hyperbolischem und gewöhnlichem Cosinus. Die langwierigen Zwischenrechnungen übergehe ich hier. Ich erhalte

$$L_1 = 4\pi^2 m^2 N^2 r_1{}^2 l \frac{d}{r_1{}^2} \left\{ \left[\left(\frac{m}{m}\right)^2 r_1 + \left(\frac{m-1}{m}\right)^2 r_2 \right] f - 2\frac{m}{m} \cdot \frac{m-1}{m} \sqrt{r_2}\, F \right\}$$

$$L_2 = 4\pi^2 m^2 N^2 r_1{}^2 l \cdot \frac{d}{r_1{}^2} \left\{ \left[\left(\frac{m-1}{m}\right)^2 r_2 + \left(\frac{m-1}{m}\right)^2 r_3 \right] f - 2\frac{m}{m} \cdot \frac{m-1}{m} \cdot \frac{m-2}{m} \sqrt{r_3} \cdot F \right\}$$

usw.

$$L = L_0 + L_1 + L_2 + \cdots L_m.$$

$$L = L_0 \left\{1 + \frac{d}{r_1^2}[M_1' f - M_2' \cdot F]\right\}. \tag{27}$$

Dabei ist

$$M_1' = \left(\frac{m}{m}\right)^2 r_1 + 2\left[\left(\frac{m-1}{m}\right)^2 r_2 + \left(\frac{m-2}{m}\right)^2 r_3 + \cdots \left(\frac{1}{m}\right)^2 r_{m+1}\right] \tag{28}$$

$$M_2' = 2\left[\frac{m}{m}\cdot\frac{m-1}{m}\sqrt{r_2} + \frac{m}{m}\cdot\frac{m-1}{m}\cdot\frac{m-2}{m}\sqrt{r_3} + \frac{m}{m}\cdot\frac{2}{m}\cdot\frac{1}{m}\sqrt{r_{m+1}}\right] \tag{29}$$

$$f = \frac{\beta \operatorname{Sin} 2\alpha - \alpha \sin 2\beta}{\alpha \cdot \beta [\operatorname{Cos} 2\alpha - \cos 2\beta]}. \tag{30}$$

$$F = 2\frac{\beta \operatorname{Sin} \alpha \cos \beta - \alpha \operatorname{Cos} \alpha \sin \beta}{\alpha \cdot \beta [\operatorname{Cos} 2\alpha - \cos 2\beta]}. \tag{31}$$

M_1' und M_2' sind von den Sommerfeldschen Koeffizienten M_1 und M_2 wohl zu unterscheiden. Ebenso sind auch f und F grundverschieden von den Sommerfeldschen $\varphi(\alpha)$ und $\psi(\alpha)$. Man kann das sofort an den Grenzfällen erkennen.

Es wird nämlich für $n = \infty$

$$f = F = 0,$$

während $\psi(\alpha)$ und $\varphi(\alpha) = \infty$ wird für $n = \infty$, d. h. für $n = \infty$ wird wohl $w = \infty$, aber L bleibt endlich, und zwar wird

$$L_{n=\infty} = L_0.$$

Für $n = 0$ wird $f = \frac{2}{3} = -F.$

Also

$$L_{n=0} = L_0 \left\{1 = \frac{2}{3}\frac{d}{r_1^2}(M_1' + M_2')\right\}.$$

Demnach

$$L_{n=0} > L_{n=\infty},$$

d. h. L nimmt mit zunehmender Schwingungszahl ab, während w zunimmt. L liegt aber immer zwischen den 2 endlichen Grenzwerten

$$L_0\left\{1 + \frac{2}{3}\frac{d}{r_1^2}M_1' + M_2')\right\} \quad \text{und}$$

$$L_0.$$

Da der Faktor $\frac{d}{r_1^2} = \frac{r_2 - r_1}{r_1^2}$ für gewöhnlich in sehr kleinen Grenzen bleibt, so ist die Änderung von L sehr klein.

Will man die Änderung von L experimentell nachweisen, so tut man gut daran, die Drahtdicke $d = r_2 - r_1$ möglichst groß und den inneren Spulenradius r_1 möglichst klein zu halten.

Bestimmung von δ.

Aus energetischen Betrachtungen findet man wieder die in Joulesche Wärme umgesetzte Energie, als eine Summe von Raumintegralen über die einzelnen Schichten.

Man erhält

$$E = \frac{1}{4\delta} \cdot \frac{H_m^{\,2}}{(4\pi m)^2} \cdot \frac{1}{N \cdot \sigma \cdot d} [M_1 \Phi - M_2 \Psi] \tag{32}$$

$\left[\frac{a^2 + b^2}{2ab} \text{ ist ja angenähert } = 1\right]$.

Daher

$$\delta = \frac{H_m^{\,2}}{4E \cdot (4\pi m^2) \cdot N\sigma \cdot d} [M_1 \Phi - M_2 \Psi]. \tag{33}$$

Dabei ist

$$M_1 = m^2 + (m-1)^2 \frac{r_2}{r_1} + (m-1)^2 + (m-2)^2 \frac{r_3}{r_2} + \ldots \tag{34}$$

$$M_2 = 2\left[m(m-1)\sqrt{\frac{r_2}{r_1}} + (m-1)(m-2)\sqrt{\frac{r_3}{r_2}} + \cdots\right] \tag{35}$$

Anmerkung. M_1 und M_2 sind die beiden Sommerfeldschen Koeffizienten.

$$\Phi = \frac{\beta \operatorname{Sin} 2\alpha + \alpha \sin 2\beta}{\operatorname{Cos} 2\alpha - \cos 2\beta} \tag{36}$$

$$\Psi = 2\frac{\beta \operatorname{Sin} \alpha \cos \beta + \alpha \operatorname{Cos} \alpha \sin \beta}{\operatorname{Cos} 2\alpha - \cos 2\beta} \tag{37}$$

$$\alpha = d\sqrt{2\pi\sigma(n-\delta)}$$

$$\beta = d\sqrt{2\pi\sigma(n+\delta)}.$$

Für $n = 0$ nähert sich δ dem Grenzwert δ_0 und $\Phi = \Psi$ wird 1. Also

$$\frac{H_m^{\,2}}{4E \cdot (4\pi m)^2 \cdot N \cdot \sigma \cdot d} = \delta_0 \quad \text{und} \tag{38}$$

$$\delta = \delta_0 \,(M_1 \Phi - M_2 \Psi)$$

oder nach Sommerfeld

$$\delta = \frac{\delta_0}{2}[(\Phi + \Psi) + M(\Phi - \Psi)] \tag{39}$$

$$M = \frac{\left(m + (m-1)\sqrt{\frac{r_2}{r_1}}\right)^2 + \left((m-1) + (m-2)\sqrt{\frac{r_3}{r_2}}\right)^2 + \cdots}{\left(m - (m-1)\sqrt{\frac{r_2}{r_1}}\right)^2 + \left((m-1) - (m-2)\sqrt{\frac{r_3}{r_2}}\right)^2 + \cdots} \tag{40}$$

Ein Näherungswert für M ist nach Sommerfeld $M = \frac{4}{3} m^2$, m muß aber größer als 5 sein.

Diskussion.

Der Ausdruck:

$$\delta = \frac{\delta_0}{2}[(\Phi + \Psi) + M(\Phi - \Psi)]$$

wird für	$n = 0$	zu δ_0
dagegen für	$n = \infty$	zu ∞

Er ist sehr stark von m abhängig, denn der Koeffizient M ist eine Funktion von (m). Und zwar wächst δ um so stärker je größer m ist, d. h. je größer die Wicklungshöhe der Drahtrolle ist. Diese theoretische Erkenntnis bestätigt sich durch das Experiment.

Die meisten Firmen, die Selbstinduktionsnormalien herstellen, haben in neuerer Zeit den Leiter unterteilt, um die Widerstandszunahme klein zu halten. Aus der Theorie ist ersichtlich, und experimentell konnte ich es beweisen, daß dies fast nichts fruchtet. Durch die Unterteilung des Leiters kann man höchstens die einseitige Verteilung des Stromes in der einzelnen Drahtlage etwas unterdrücken, nicht aber die starke Variation von Schicht zu Schicht verhindern. Und die allein macht die starke Widerstandszunahme aus, wie man daraus ersieht, daß $M \doteq \frac{4}{3} m^2$ als Faktor auftritt. Diejenige Selbstinduktionsnormalie, die nur eine einzige Drahtlage besitzt, muß notwendigerweise die kleinste Widerstandszunahme zeigen, was sich auch experimentell bestätigt. Eine Rolle mit einer einzigen Lage eines unendlich-dünnen Kupferbandes würde gar keine Widerstandszunahme besitzen. Selbstverständlich würden derartige Selbstinduktionsnormalien unbequeme Dimensionen annehmen. Sie könnten eventuell für die Funkentelegraphie eine Rolle spielen, da hier sehr hohe Schwingungszahlen vorkommen, die nach Vorausgehendem großen Energieverlust mit sich bringen, falls man sich nicht zur Annahme von Selbstinduktionen mit niederer Lagenzahl (m) versteht.

Die experimentellen Untersuchungen.

Am physikalischen Institut der Universität Zürich wurden auf Veranlassung des Vorstandes Herrn Prof. Dr. Kleiner schon seit einer Reihe von Jahren Untersuchungen mit dem Pendelunterbrecher durchgeführt.

Die erste Arbeit, bei der noch ein Helmholtz-Pendel alter Ausführung benutzt wurde, datiert vom Jahre 1897 und ist eine Dissertation von Ulrich Seiler. Ihr Titel lautet: „Über Oszillationen bei der Ladung von Kondensatoren und ihre Anwendung zur Bestimmung des Selbstpotentials beliebiger Leitersysteme."

Für uns kommt aus ihr nur die Beobachtung Seilers über das Dekrement in Betracht. Seiler sagt wörtlich:

„Große Abweichungen von den Ergebnissen der theoretischen Ableitungen zeigen die experimentell ermittelten Dämpfungsverhältnisse der elektrischen Oszillationen bei Ladung von Kondensatoren.“

Er bestimmt eine Reihe von Dekrementen und berechnet sie gleichzeitig aus der Formel: $\delta = \pi W \sqrt{\frac{C}{L}}$.

Er findet nun sämtliche experimentell ermittelten Dekremente größer als die theoretisch gefundenen. Ich lasse seine Tabelle hier folgen.

$L \times$	C	δtheor.	δexp.	Differenz in Proz.
502730×10^3	$1{,}01346 \times 10^{-15}$	0,14325	0,20830	45
502730×10^3	$1{,}01346 \times 10^{-15}$	0,045298	0,091376	102
116142×10^3	$1{,}01346 \times 10^{-15}$	0,17052	0,20591	21
116142×10^3	$1{,}01346 \times 10^{-15}$	0,053923	0,079923	48
$1202{,}6 \times 10^3$	$1{,}01346 \times 10^{-15}$	0,77820	0,93897	21
$1202{,}6 \times 10^3$	$0{,}50673 \times 10^{-15}$	0,55028	0,65919	20

Er sucht den Hauptgrund für die Vergrößerung des Dekrements in der Isolationsleitfähigkeit und Kapazität seiner Selbstinduktionsrollen, und vermutet allerdings auch, daß Skinwirkung des Wechselstromes mit schuld sein konnte.

Nach Seiler arbeitete Gustav Eichhorn in den Jahren 1900/1901 wieder mit dem Pendelunterbrecher, und zwar mit einem neuen Modell (vgl. hierüber die Ausführungen von Eichhorn auf S. 369 ff.). Er machte sich hauptsächlich zur Aufgabe, aperiodische Ladungs- und Entladungskurven aufzunehmen und außerdem: „suchte er unsere empirischen Erfahrungen über den Einfluß der Impedanzwirkungen, welche bei den schnellen Hertzschen Schwingungen den Begriff des Ohmschen Widerstandes illusorisch machen, nach der Seite kurz verlaufender Oszillationen hin zu erweitern“.

Ich will auch von seinen Tabellen eine wiedergeben.

C 10^{-15} cm^{-1} sec^2	L cm	δtheor.	δexp.	Differenz in Proz.
0,00149862	640973	0,004919	0,0151478	ca. 208
0,0056705	640973	0,009562	0,01840	„ 92
0,001950	640973 Fe	0,029233	0,092032	„ 214
0,0056705	640973 Fe	0,049853	0,190530	„ 282
0,0056705	116142000	0,007772	0,0202937	„ 161
0,00275838	640973	0,006986	0,023105	„ 230
0,0014547	640973	0,005074	0,023564	„ 345

Die experimentell ermittelten Dekremente sind wieder bedeutend größer als die theoretisch gefundenen.

Eichhorn gibt als eine der möglichen Ursachen auch die Wärmetönung im Kondensator an und weist ferner schon darauf hin, daß a priori Abweichungen zu erwarten seien, da in der Dekrementsformel das W gar keine unabhängige Konstante, sondern eine abhängige Variable ist.

Im Jahre 1903 untersuchte Carl Lomsché auf Veranlassung Prof. Kleiners das Verhalten von Eisenspulen im Kondensatorkreis. „Meine Untersuchungen beschäftigen sich mit den Ladeschwingungen in Kondensatoren, wenn die Selbstinduktionsspule aus Eisendraht besteht", heißt es in der Einleitung seiner Dissertation. Um die Abweichungen des berechneten Dekrements vom experimentellen festzustellen bzw. die Abhängigkeit von der Schwingungszahl zu finden, variierte er bei konstanter Selbstinduktion und konstantem Widerstand die Kapazität und somit die Schwingungszahl.

Lomsché trug nun den Wert $\frac{2L}{W}$, der theoretisch konstant sein sollte, abhängig von der Schwingungsdauer T auf. Er erhielt damit Kurven von der Gestalt, die Fig. 7 zeigt.

Es sollen hier noch die zugehörigen Tabellen folgen.

$L = 5383 \times 10^3$		$L = 37146 \times 10^3$		$L = 110065 \times 10^3$	
C	$\frac{2L}{W}$	C	$\frac{2L}{W}$	C	$\frac{2L}{W}$
0,00103	97,3	0,000514	277,5	0,000514	558,9
0,00495	170,8	0,001462	356,4	0,001462	737,6
0,01598	250,0	0,00495	567,6	0,005521	1209
0,0997	433,3	0,01598	878	0,01655	1853
0,200	530,8	0,0997	1441	0,10086	2954
0,3994	628,5	0,2000	1698	0,20187	3248
		0,3994	1871		
		0,9011	1932		

Die Werte $\frac{2L}{W}$ erhielt Lomsché durch Division des aus der Schwingungskurve entnommenen T durch das ebenfalls aus der Kurve berechnete logarithmische Dekrement δ.

$$\delta = \frac{W}{2L} \cdot T \text{ und hieraus}$$

$$\frac{T}{\delta} = \frac{2L}{W}.$$

Als einen Grund für die Änderung des Wertes $\frac{2L}{W}$ nimmt Lomsché auch die bei seinen Eisenspulen vermutlich hohe Veränderlichkeit der Selbstinduktion an.

Gleich im darauffolgenden Jahre 1904 promovierte bei Prof. Kleiner Heinrich Mayer mit seiner Dissertation betitelt:

„Über die Abhängigkeit des Widerstandes und des Selbstinduktionskoeffizienten bei elektrischen Schwingungen von der Frequenz.“

Er erhielt als Hauptresultat seiner Arbeit, die Abhängigkeit des Widerstandes W von der Schwingungsdauer T.

Er gibt auch die Abhängigkeit der Selbstinduktion von T. Allein hier sind alle seine Daten falsch, da er L mit einer äußerst kom-

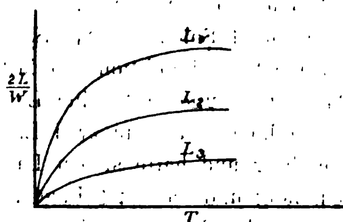


Fig. 5.

plizierten und zudem falschen Formel berechnet. Nach ihm würde L im Widerspruch mit allem bisher Bekannten mit der Schwingungszahl (n) zunehmen, so daß L auch unendlich würde mit unendlichem (n), während doch in diesem Falle in Wirklichkeit L ein Minimum wird.

Mayer trägt nicht nur die Werte von W, sondern auch von $e^{\delta T}$ in Kurven auf. Ich gebe hier eine seiner Tabellen wieder.

T	e^{δ}	W
0,002179	0,1178437	12,83
0,001541	0,0846642	13,04
0,0006891	0,0456925	15,73
0,0003061	0,0415849	32,13
0,0001558	0,0458721	72,05
0,0001008	0,0671714	168,8
0,00008236	0,1218751	437,6

Seine Widerstandskurven sind dieselben, wie die von Dolezalek im Jahre 1903 in den Annalen der Physik veröffentlichten.

1906 begann ich am physikalischen Institut der Universität Zürich meine Untersuchungen über die Widerstandszunahme der Selbstinduktions-

koeffizienten. Meine Arbeit hat den Titel: „Das Wechselfeld in Drahtrollen". Nachdem ich die Sommerfeldsche Arbeit über denselben Gegenstand gelesen hatte, war mir klar, daß die Widerstandszunahme stark von der Lagenzahl (m) der verwendeten Spulen abhängig sein müsse. Ich richtete nun meine Untersuchung so ein, daß ich mit Spulen von annähernd gleichem L, aber variierender Lagenzahl operierte. Meine Vermutung hat sich im vollen Umfange bestätigt.

Bei meinen Experimenten verwendete ich Schaltung Fig. 1. Die Schwingungskurve nahm ich in der bekannten Weise auf und zwar fixierte ich von ihr — genau — nur die Maxima und Minima.

Das Untersuchungsmaterial.

Ich verwendete 2 Gruppen von Spulen.

Gruppe I umfaßte die 4 Solenoide S_1, S_3, S_{24} und S_{94}. Alle hatten annähernd dieselbe Selbstinduktion (im Mittel 4500×10^3):

S_{94} war 94 cm lang und hatte eine Lage,
S_{24} war 24 cm lang und hatte zwei Lagen,
S_3 war 3 cm lang und hatte sieben Lagen,
S_1 war 1 cm lang und hatte 24 Lagen.

Gruppe II bestand aus den 3 Spulen: S_B, S_F und S_r, deren Selbstinduktionen schwankten zwischen 1010×10^3 und 1442×10^3. S_F war eine Normale von Franke mit unterteiltem Leiter, aber sonst unbekannten Wicklungsdaten. S_r war eine Rolle mit einer einzigen Drahtlage und hatte fast dieselbe Selbstinduktion, nämlich 1100×13 wie S_F, so daß sich beide trefflich vergleichen ließen. S_B endlich bestand aus 99 Windungen eines 36 mm breiten und 0,065 mm dicken Kupferbandes.

Ich lasse hier noch in einer Tabelle die Wicklungsdaten beider Gruppen folgen. Dabei bedeuten:

l = Spulenlänge,
r_1 = Spulenradius (innerer),
d = Drahtdicke,
m = Lagenzahl,
W_0 = Gleichstromwiderstand,
L = berechnete Selbstinduktion.

I.

Bezeichnung	l cm	r_1 cm	d cm	m	$W_0\,\Omega$	$L \times 10^{-3}$ cm
S_1	1	4	0,1	24	2,89	4600
S_3	3	4	0,1	7	2,30	3950
S_{24}	24	4	0,1	2	3,40	4500
S_{94}	94	4	0,1	1	5,57	4400

II.

S_B	3,6	5,7	0,0065	99	1,34	1442
S_r	5	18,6	0,08	1	2,00	1100
S_F	—	—	—	—	1,38	1010

Die Instrumente.

Zur Ausführung meiner Untersuchungen benützte ich:

1. den eingangs erwähnten Pendelapparat. Seine Konstante, d. h. den Wert eines Trommelteiles in Zeitsekunden A bestimmte ich experimentell mit bekannter Selbstinduktion und bekannter Kapazität zu

$$A = 1{,}71966 \times 10^{-6} \text{ sec};$$

2. einen Kondensator von Carpentier, mit insgesamt 1 Mkf. Kapazität, die aber in die 4 Abteilungen 0,5, 0,2, 0,2 und 0,1 zerteilt war, so daß zwischen 0,1 und 1 alle Zehntel eingestellt werden konnten. Von 1 Zehntel abwärts bis zu 2 Tausendstel benützte ich einen Siemensschen Kondensator, der ebenfalls 1 Mkfd. umfaßte, aber 12 Abteilungen besaß. Es konnten alle Hundertstel und Tausendstel eingestellt werden;

3. ein ballistisches Galvanometer (Drehspuleninstrument) von Siemens-Halske. Seine Empfindlichkeit konnte mittels eines Shunt in weiten Grenzen variiert werden;

4. ein 4 voltiger Akkumulator.

Ausführung der Messung.

Es wurde im Schwingungskreis eine bestimmte Kapazität eingestellt und für eine bestimmte Rolle in bekannter Weise die Schwingungskurve bzw. deren Maxima und Minima punktweise aufgenommen. Dann wurde diese Rolle ausgeschaltet und der Reihe nach alle Rollen desselben Satzes eingeschaltet und für jede unter Beibehaltung der einmal eingestellten Kapazität auch die Schwingungskurve aufgenommen. Mit dieser Arbeitsweise ersparte ich viel Zeit, da für eine Reihe von Aufnahmen mit derselben Einstellung der Instrumente gearbeitet werden konnte.

Dann wurde die Kapazität geändert und derselbe Rollensatz wieder durchgeprüft und so fort.

Aus einer Schwingungskurve wurde T bestimmt mit der Formel

$$T = \frac{X_n - X_m}{n - m} \times A \text{ sec.}$$

Dabei ist X_m bzw. X_n die Abszisse der m-ten bzw. n-ten maximalen Amplitude. Aus mehreren derart bestimmten T-Werten wurde das Mittel gebildet.

Außerdem wurde aus der Schwingungskurve entnommen $\lambda = \frac{W}{2L} T$ und zwar mit der Formel:

$$\lambda = \frac{lgn\, a_m - lgn\, a_n}{n - m}.$$

Hier sind a_m und a_n die $\frac{\text{positiven}}{\text{negativen}}$ Maxima der Schwingungskurve.

Es ist nun: I. $$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{CL} - \left(\frac{\lambda}{T}\right)^2}}.$$

II. $$\lambda = \frac{W}{2L} \cdot T$$

Daraus erhält man:

a) $$L = \frac{T^2}{(4\pi^2 + \lambda^2) \cdot C},$$

b) $$W = \frac{2\lambda \cdot T}{(4\pi^2 + \lambda^2) \cdot C}.$$

Da die Maxima von den Nullpunkten der Schwingungskurve mit ziemlicher Annäherung $\frac{T}{4}$ entfernt sind, so erhält man noch folgende Gleichungen:

$$a_1 = a \cdot e^{-\frac{\lambda}{4}},$$

$$a_2 = a \cdot e^{-\frac{5\lambda}{4}},$$

$$a_3 = a \cdot e^{-\frac{9\lambda}{4}},$$

$$\vdots \quad \vdots$$

Hieraus $$lg\, a_1 = lg\, a - \frac{\lambda}{4},$$

$$lg\, a_2 = lg\, a - 5\frac{\lambda}{4},$$

$$lg\, a_3 = lg\, a - 9\frac{\lambda}{4}.$$

Also $$\lambda = lg\, a_1 - lg\, a_2,$$

$$\lambda = lg\, a_2 - lg\, a_3 \text{ usf.}$$

Und $$lg\, a = \frac{5\, lg\, a_1 - lg\, a_2}{4}.$$

Oder $$a = \sqrt[4]{\frac{a_1^{\,5}}{a_2}}.$$

Man verfügt also über folgende 3 Gleichungen:

1. $$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{CL} - \left(\frac{\lambda}{T}\right)^2}},$$

2. $$\lambda = \frac{W}{2L} \cdot T,$$

3. $$a = i_0 \cdot \sqrt{CL}, \text{ genauer } = \frac{i_0 \cdot \sqrt{T^2 + 8\lambda^2 CL}}{2\pi}.$$

Aus ihnen kann man die 3 Größen L, W und C berechnen.

Am unsichersten ist die Bestimmung von L, wie man aus der Fehlergleichung für L leicht sehen kann.

Es ist nämlich:

$$\Delta L = \frac{2T}{(4\pi^2 + \lambda^2)C}\left[\Delta T - \frac{T \cdot \lambda}{4\pi^2 + \lambda^2} \cdot \Delta\lambda\right].$$

Den durch $\Delta\lambda$ verursachten Fehler kann man zwar zunächst vernachlässigen, aber der Fehler ΔT wird mit einem sehr großen Faktor multipliziert:

$$\Delta L = \frac{2T}{(4\pi^2 + \lambda^2)C} \cdot \Delta T = 2 \cdot L \cdot \frac{\Delta T}{T}.$$

Daher wird für gewöhnlich der Fehler ΔL größer sein als die durch Skinwirkung bedingte Variation von L.

Will man letztere dennoch nachweisen, so muß man sie recht groß machen durch Kunstgriffe, die oben aus theoretischen Erwägungen erkannt wurden: dicker Draht, kleiner Spulenradius.

Ich trug nun abhängig von T auf:

1. die Größe λ;

2. die Größe $\frac{\Delta W}{W_0} = \frac{W - W_0}{W_0}$ in Proz. d. h. die prozentuale spezifische Widerstandszunahme;

3. die Größe $\lambda_0 = \frac{W_0}{2L_0} \cdot T$ unter W_0 und L_0 die Werte von W und L verstanden, die für Gleichstrom bzw. ganz langsamen Wechselstrom gelten.

$\lambda_0 = \left(\frac{W_0}{2L_0}\right) \cdot T$ ist eine Gerade, die durch den Koordinatenanfang geht und deren Richtung gegeben ist durch

$$\mathrm{tg}_1 a = \frac{W_0}{2L_0}.$$

Sie verläuft also um so steiler, je größer bei gegebenem L_0 der Widerstand W_0 ist.

Aus der Abweichung der λ-Kurven von den λ_0-Geraden kann man schon auf die Widerstandszunahme schließen.

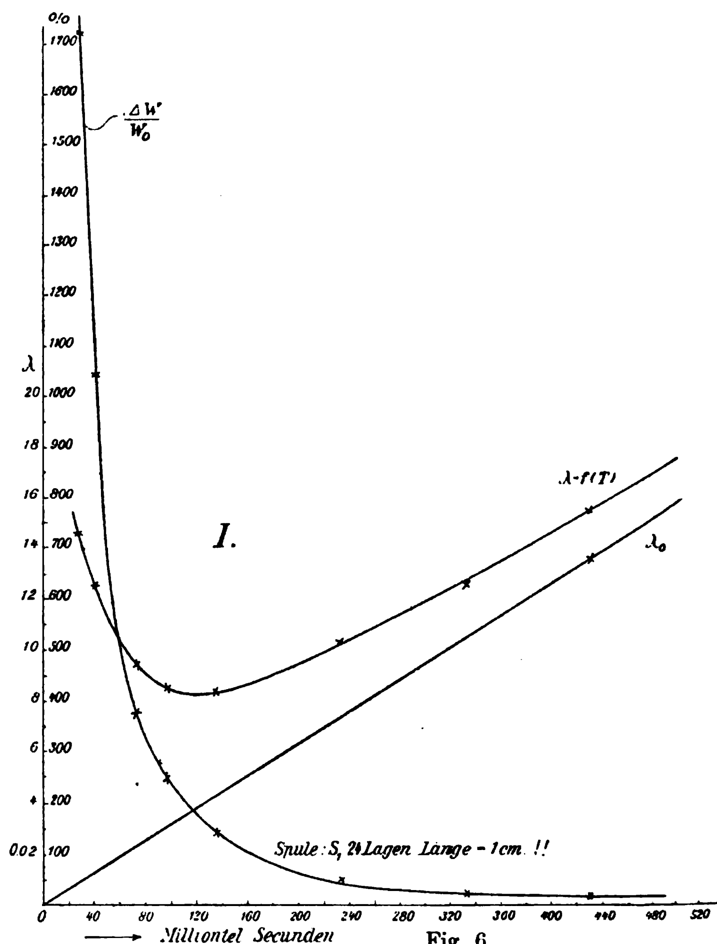


Fig. 6.

Tabelle I.

		S_1	$W_0 = 2{,}89$	
$T \times 10^{-6}$ sec	λ	W_Ω	$\frac{\Delta W}{W_0}$ Proz.	$L \times 10^{-3}$ cm
429,22	0,15462	3,316	14,70	4601,8
334,64	0,12566	3,502	21,22	4662,9
235,11	0,11273	4,415	89,50	4603,7
135,26	0,08265	5,587	135,20	4572,0
95,26	0,08578	8,167	241,80	4534,8
74,04	0,09686	11,408	377,00	4565,6
42,96	0,12725	27,313	1042,00	4610,1
30,15	0,14443	43,505	1715,00	4540,1

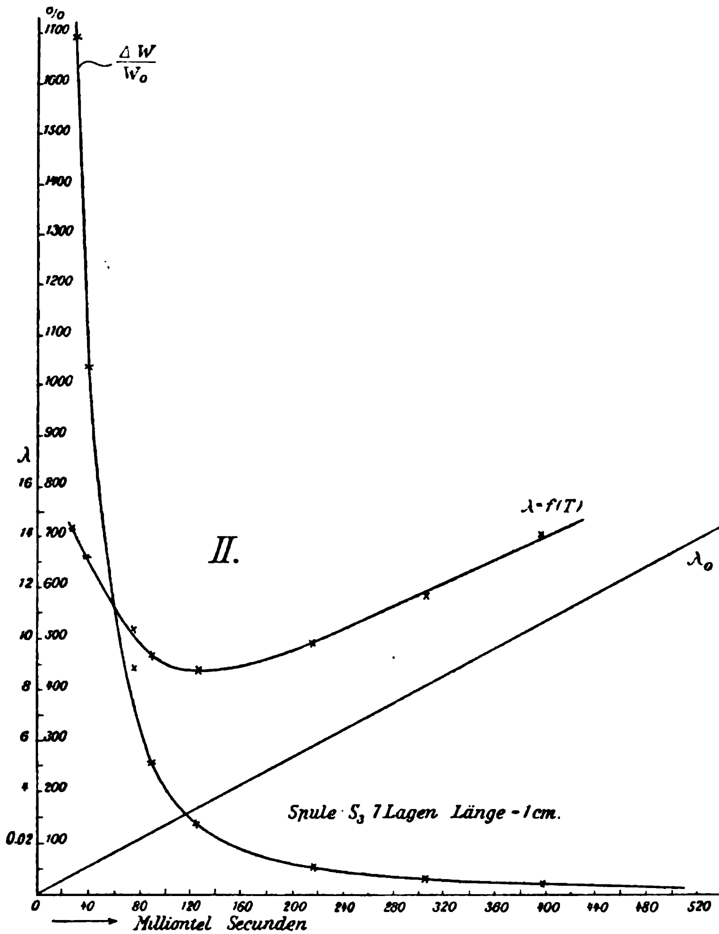


Fig. 7.

Tabelle II.

		S_3	$W_0 = 2{,}30$	
398,56	0,137728	2,745	19,33	3970,4
309,06	0,117797	3,032	31,80	3977,5
217,90	0,09990	3,626	57,70	3954,6
125,51	0,08875	5,567	142,00	3936,6
88,34	0,092907	8,204	258,20	3900,4
68,69	0,10409	11,926	463,00	3940,1
39,89	0,13220	26,349	1030,00	3974,8
28,25	0,14413	40,690	1690,00	3988,3

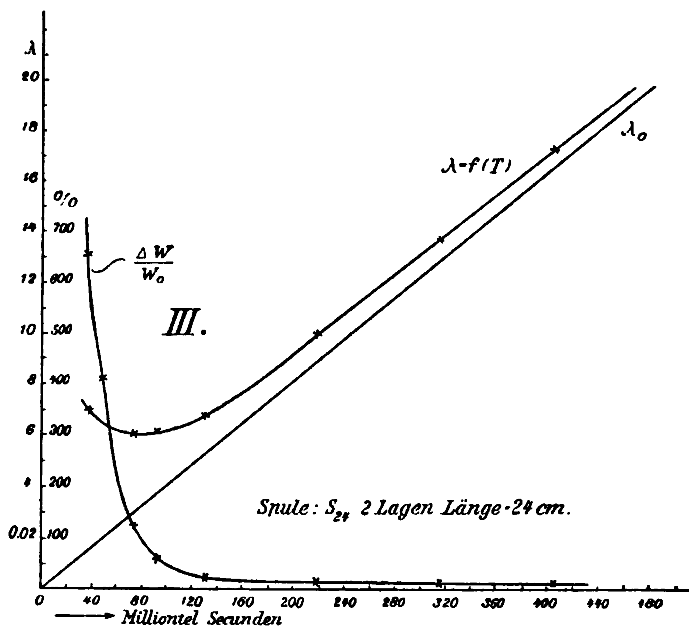


Fig. 8.

Tabelle III.

		S_{24}	$W_0 = 3{,}40$	
$T \times 10^{-6}$ sec	λ	W	$\frac{\Delta W}{W_0}$ Proz.	$L \times 10^{-3}$ cm
404,80	0,17224	3,48267	2,43	4092,6
341,18	0,13730	3,59210	5,65	4109,9
219,60	0,101285	3,70492	5,86	4016,6
130,04	0,06608	4,29480	22,70	4225,7
92,58	0,060754	5,75338	58,80	4283,5
73,84	0,059853	7,3628	118,70	4541,4
[47,32	0,077565	18,3430	407,00	5594,9] ?
37,20	0,06941	25,808	654,00	6915,3

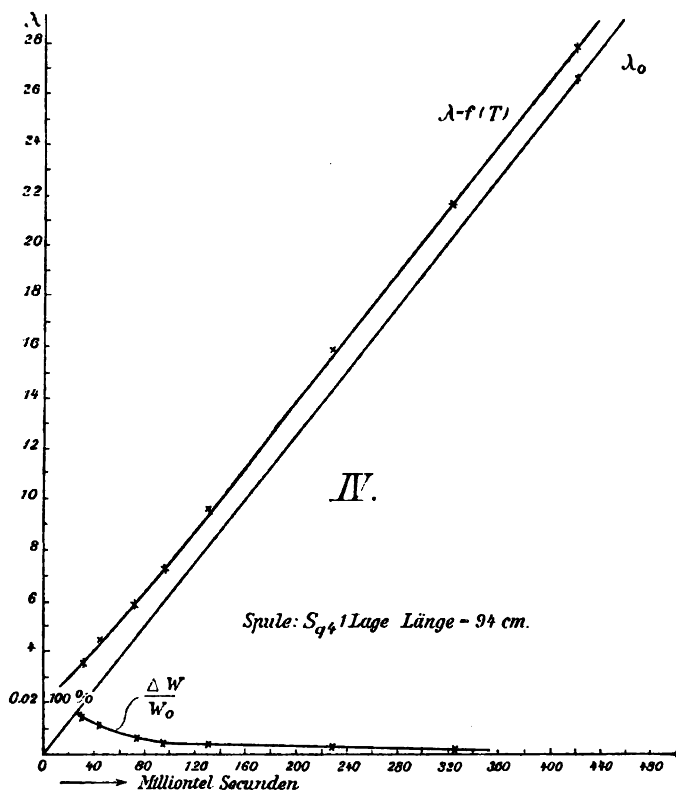


Fig. 9.

Tabelle IV.

		S_{94}	$W_0 = 5{,}574$	
420,63	0,278707	5,8484	4,93	4413,4
325,45	0,21845	5,91575	6,16	4406,7
230,58	0,15950	6,1241	7,63	4426,8
132,20	0,09863	6,5161	14,30	4367,0
93,08	0,069575	6,6732	19,71	4329,9
72,27	0,057776	6,9565	24,90	4350,6
42,04	0,04257	8,9448	60,50	4416,4
29,84	0,03403	10,1502	82,30	4449,7

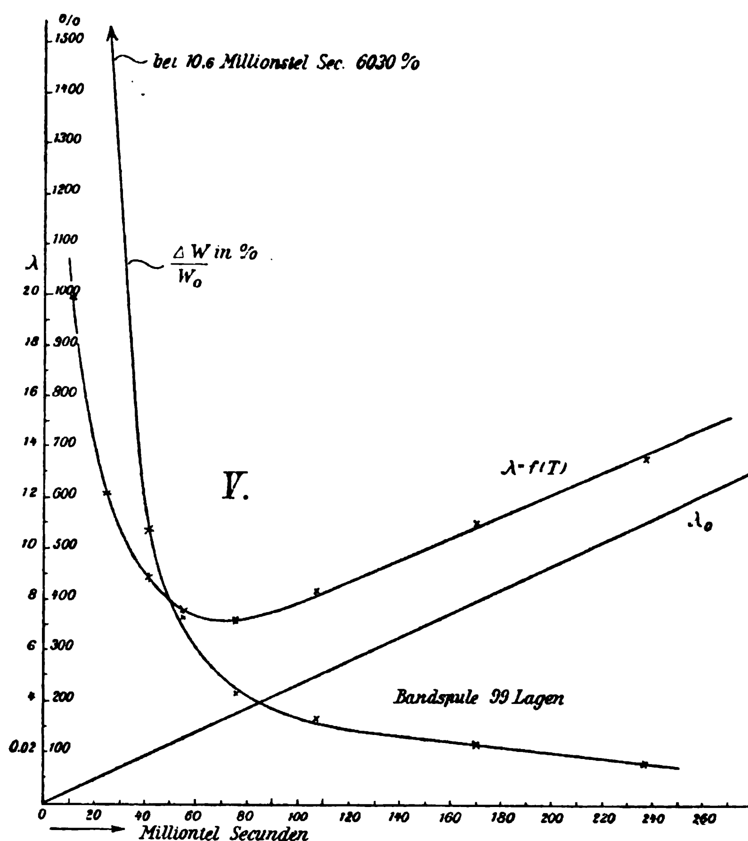


Fig. 10.

Tabelle V.

		S_B	$W_0 = 1{,}34$	
$T \times 10^{-6}$ sec	λ	W	$\frac{\Delta W}{W_0}$ Proz.	$L \times 10^{-3}$ cm
238,34	0,13570	1,6170	83,00	1420,0
169,90	0,11098	1,9108	117,00	1443,1
107,27	0,09169	2,492	183,00	1478,4
75,03	0,07150	2,683	205,00	1407,7
53,09	0,07710	4,190	376,00	1410,4
40,93	0,07980	5,600	537,00	1430,0
24,39	0,12180	14,854	1587,00	1486,9
10,60	0,19960	53,970	6030,00	1443,1

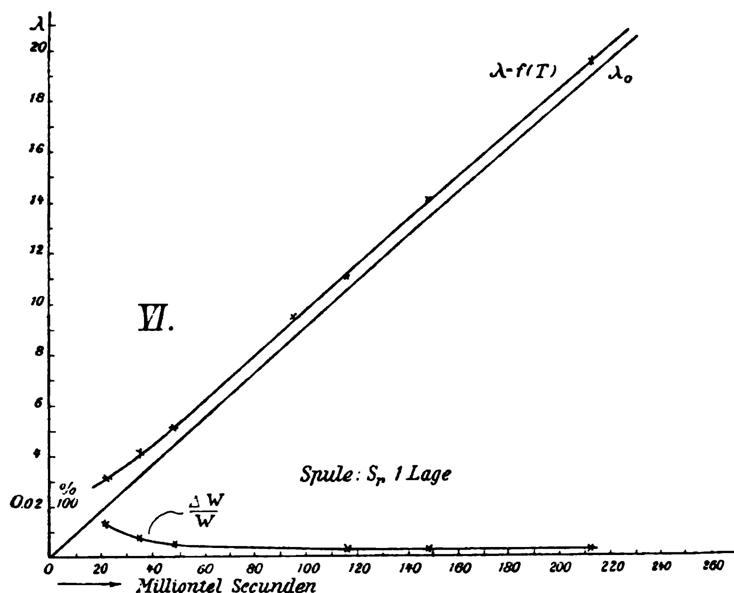


Fig. 11.

Tabelle VI.

		S_r	$W_0 = 2,00$	
210,66	0,19410	2,04195	2,09	1109,2
148,41	0,14124	2,09445	3,18	1100,9
115,51	0,11056	2,12725	5,82	1111,3
94,75	0,09420	2,21302	10,65	1122,0
48,06	0,050264	2,4151	18,96	1087,0
36,39	0,04177	2,5327	22,95	1103,2
21,50	0,030104	3,2347	57,00	1075,3

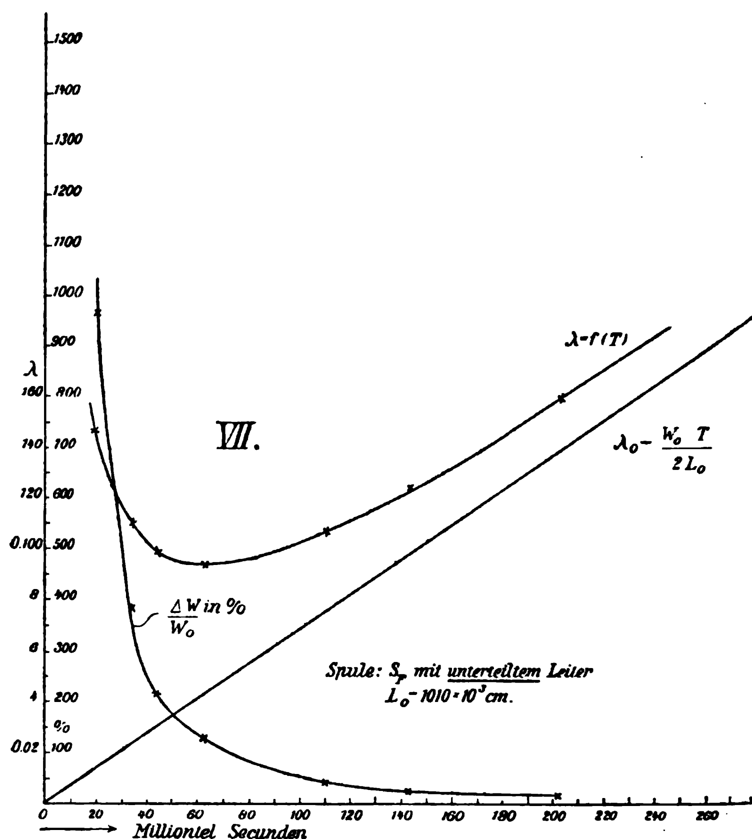


Fig. 12.

Tabelle VII.

		S_F	$W_0 = 1{,}38$	
$T \times 10^{-6}$ sec	λ	W	$\frac{\Delta W}{W_0}$ Proz.	$L \times 10^{-3}$ cm
201,02	0,15942	1,6009	16,00	1010,00
142,34	0,12378	1,7608	27,60	1012,68
110,08	0,107033	1,9625	45,30	1009,21
63,60	0,09527	3,0280	124,10	1010,90
44,63	0,09843	4,3911	208,00	995,58
34,94	0,11080	6,4479	386,20	1016,60
20,46	0,14765	15,0955	968,00	1046,10

Diskussion der Resultate.

In den Tabellen I bis VII sind sämtliche Versuchsergebnisse zusammengestellt. Ihnen entsprechen die Kurvenblätter I bis VII.

Was zunächst den allgemeinen Charakter aller λ-Kurven anbetrifft, so erkennt man, daß die λ anfangs abnehmen bis zu einem Minimum, von da ab aber ziemlich schnell wieder zunehmen, und zwar, wie es nach den Kurven scheint, ins Unendliche. Die λ_0-Geraden und die Y-Achsen scheinen die Asymptoten der hyperbelähnlichen Kurven zu sein.

Die aus den λ-Werten abgeleiteten spezifischen Widerstandskurven haben die Gestalt von Exponentiallinien. Man sieht, daß W unendlich wird mit ($n = \infty$).

Eine Änderung von L läßt sich nicht nachweisen, die Abweichungen der verschiedenen Werte sind auf Beobachtungsfehler und sehr wahrscheinlich auf durch Temperaturschwankungen bedingte Änderungen der Rollendimensionen zurückzuführen.

Besonders groß sind diese Abweichungen bei S_{24}. Das kommt daher, daß diese Rolle während des Versuches einen Riß bekam. Wahrscheinlich war das Holz, das zu ihrer Herstellung verwendet wurde, nicht trocken genug.

Nunmehr komme ich zum wichtigsten Punkt meiner Untersuchung, nämlich zum Vergleich der λ-Kurven einer Gruppe untereinander. Ich beginne mit Gruppe I.

S_{94} (siehe Tabelle und Kurve IV) die 94 cm lange und 8 cm dicke Rolle hat nur eine einzige Drahtlage. Ihre λ-Kurve verläuft ungefähr von $T = 80$ Milliontel Sek. an der zugehörigen λ_0-Geraden fast parallel und zwar in verhältnismäßig geringem Abstand von ihr. Dem entspricht die bis zu 80 Milliontel Sek. herunter fast unbedeutende Widerstandszunahme.

Von 80 Milliontel Sek. an abwärts beginnt λ und mithin auch W zu steigen.

Das Minimum von λ war bei 30 Milliontel Sek. noch nicht erreicht. $\frac{\Delta W}{W_0}$ beträgt bei dieser Schwingungsdauer noch nicht einmal 100 Proz.

S_{24} (siehe Tabelle und Kurve III) die 24 cm lange und 8 cm dicke Rolle hat 2 Drahtlagen. λ verläuft bis ca. 200 Milliontel Sek. herab in ziemlich engem Abstande von λ_0. Von da an abwärts beginnt es sich allmählich von λ_0 zu entfernen, erreicht bei ca. 85 Milliontel Sek.

sein Minimum und beginnt von da ab wieder zu steigen. Bei ca. 36 Milliontel Sek. ist $\frac{\Delta W}{W_0}$ schon ca. 650 Proz.

S_3 (siehe Tabelle und Kurve II) die 3 cm lange und 80 cm dicke Rolle hat sieben Drahtlagen.

λ verläuft bis zu 220 Milliontel Sek. herab zu λ_0 annähernd parallel, aber schon in großem Abstand. Bei 125 Milliontel Sek. wird schon das Minimum erreicht.

Bei 28 Milliontel Sek. ist $\frac{\Delta W}{W_0}$ 1700 Proz.

S_1 (siehe Tabelle und Kurve I) die 1 cm lange und 8 cm dicke Rolle hat 24 Lagen. λ verläuft in großem Abstand bis zu 220 Milliontel Sek. herunter annähernd λ_0 parallel. Das Minimum ist bei 120 Milliontel Sek. erreicht. Bei $T = 30$ Milliontel Sek. ist $\frac{\Delta W}{W_0}$ 1700 Proz.

Man sieht also: bei geringer Lagenzahl schwingt sich λ bis zu sehr hohen Schwingungszahlen hinauf, der λ_0-Geraden möglichst innig an. Das ist aber gleichbedeutend mit einer geringen und erst bei hohen Schwingungszahlen merklich werdenden Widerstandszunahme. Wird m größer, so wird der Abstand des λ von λ_0 schon von Anfang an groß, das Minimum wird früher erreicht und das erneute Anwachsen des λ findet früher statt. Das bedeutet schon eine von Anfang an merkliche Widerstandszunahme, die nach dem λ-Minimum ungeheuer rasch wächst. Man erkennt sehr deutlich, daß sich mit wachsendem m die Verhältnisse ungemein rasch verschlechtern. Daß sich S_1 mit seinen 24 Lagen nicht merklich schlechter verhält als S_3 mit seinen 7 Lagen, hängt mit der unnatürlichen Kürze der Rolle S_1 zusammen. Die Endstreuung fällt hier sehr stark in Betracht. Sehr viele Windungen im Verhältnis zur Gesamtzahl werden von den Kraftlinien nicht mehr geschnitten.

Gruppe II bietet ein doppeltes Interesse. Denn an ihr bestätigt sich nicht nur das mit Gruppe I Gefundene, sondern an ihr läßt sich auch zeigen, wie wenig es Zweck hat, den Leiter zu unterteilen, um die Widerstandszunahme hintan zu halten.

Die Rolle S_r mit einer einzigen Drahtlage (eines vollen Leiters) verhält sich, wie aus Tabelle und Kurve VI zu sehen, sehr günstig. Bei ca. 25 Milliontel sei erst ca. 50 Proz. spez. Widerstandszunahme! Dagegen zeigt die Rolle S_F mit unterteiltem Leiter und jedenfalls vielmehr als einer Lage, eine sehr starke und früh beginnende Widerstandszunahme. Es verhält sich also die Rolle S_r trotz ihres massiven Leiters (die aber nur eine Drahtlage hat), viel besser als S^F mit

seinem unterteilten Leiter, der aber in mehreren Lagen die Rolle füllt.

Am allerungünstigsten verhält' sich die Rolle S_B mit ihren 99 Lagen. Ihr Widerstand wächst gleich von Anfang an ziemlich rasch und erreicht bei 10,6 Milliontel Sek. eine Zunahme $\frac{\Delta W}{W_0} = 6030$ Proz.

Durch meine Untersuchungen wird gezeigt, daß die Widerstandszunahme von Selbstinduktionsrollen im Wechselfeld sehr stark von der Wicklungshöhe abhängt. Eine Selbstinduktionsrolle würde die Widerstandszunahme Null aufweisen, wenn ihre Wicklungshöhe Null wäre.

Außerdem geht aus meinen Experimenten auch hervor, daß der Hauptgrund der Widerstandszunahme der Energieverbrauch im Spulenmaterial ist, und nicht etwa der durch die elektrische Hysteresis im Kondensator. Denn sonst könnte eine andere Verteilung des Spulenmaterials keine so gründliche Änderung des $\frac{\Delta W}{W_0}$ hervorrufen.

Ich untersuchte noch einen Satz von 10 Rollen mit den Lagenzahlen 1, 2, 3 . . . bis 10, gleichen Längen und gleichen Selbstinduktionen. Die Resultate werde ich in einem späteren Aufsatz veröffentlichen.

Um Aufschluß über die Spulenkapazität zu erhalten, nahm ich von einer Spule einmal die Schwingungskurve in Luft und einmal, wenn die Rolle in flüssigem Paraffin war, auf. Wenn c die Dielektrizitätskonstante des Paraffinöls ist und X die gesuchte Spulenkapazität, so gilt für die Messung in Luft:

$$T_1 = 2\pi \sqrt{(C + X) L},$$

für die Messung in Paraffinöl:

$$T_2 = 2\pi \sqrt{(C + cX) \cdot L}.$$

Hieraus

$$\frac{C + cX}{C + X} = \frac{T_2^2}{T_1^2}.$$

Und das gesuchte

$$X = C \frac{T_2^2 - T_1^2}{c T_1^2 - T^2}.$$

Es ist mir bis jetzt noch nicht gelungen, ein solches X nachzuweisen.

Ich werde den Versuch nochmals mit Nitrobenzol wiederholen, das eine sehr hohe Dielektrizitätskonstante hat.

Nachtrag. Die Normale von Franke war mit einer Litze bewickelt, deren einzelne Leiterelemente wohl voneinander isoliert und

verdrillt waren. Trotzdem keine wesentliche Verringerung der Widerstandszunahme, wie aus meinen Versuchen ersichtlich (vergl. Kurve VII mit Kurve VI). Wenn man auf dem Weg der Unterteilung des Leiters zum Ziele kommen will, so muß man so verfahren: Man wickelt die einzelnen isolierten Leiterelemente so völlig durcheinander auf, daß ein solches sich bald in der ersten, bald in der letzten, bald in der mittleren Wicklungslage sich befindet. Auf diese Weise wird allein eine Stromdichtenänderung unterdrückt.

(Eingesandt 5. Januar 1908.)

Das Telephonrelais und seine Anwendung in der Radiotelephonie.

Von **Friedrich Weinberg.**

In der Elektrotechnik sind es vorwiegend 2 Hauptgebiete, die obwohl in ihrer Entwickelung miteinander verknüpft, sich allmählich in 2 gesonderte Gebiete: separierten die Stark- und Schwachstromtechnik. Versuche, diese Gebiete ineinander überzuleiten respektive dieselben wechselseitig auf ein und dasselbe Problem anzuwenden, sind zwar gemacht worden, aber zum Teil gescheitert, und vor allem war es das Gebiet der Telephonie, welches sich diesem Ansinnen bisher auf das entschiedenste gegenüberstellte.

Der Hauptgrund hierfür lag darin, weil das von Hughes und Berliner erfundene Mikrophon, welches eine der Grundlagen der modernen Telephonie war, nur mit ganz geringen Energien belastet werden darf, andernfalls es in kurzer Zeit zerstört ist. Selbst die Nachkonstruktion des hochohmigen Mikrophons konnte an dieser Tatsache wenig ändern, obwohl es die Grenzen erweiterte und erst als Simon (Göttingen) seine denkwürdigen Versuche über die akustischen Eigenschaften des Lichtbogens anstellte, hatte man ein einigermaßen brauchbares Starkstrommikrophon gefunden.

Nach diesem Verfahren beeinflußte man den Lichtbogen, der am Ende eines Schalltrichters aufgestellt war, durch die Schallwellen, der in den Trichter hineingesprochenen Worte (Fig. 1) und vermochte sekundär dieselben im Telephon wahrzunehmen.

Diesbezügliche Versuche ergeben jedoch mannigfache Mißhelligkeiten. Man versuchte denselben dadurch beizukommen, daß man statt

der direkten eine indirekte Methode anwandte, indem man den Lichtbogen nicht akustisch, sondern magnetisch zu beeinflussen versuchte. Diese Methode, die in (Fig. 2) dargestellt ist und die ich wiederholt mit gutem Erfolge anwandte, besteht darin, daß ein Lichtbogen in einem magnetischen Felde brennt, dessen dynamische Kraft durch einen

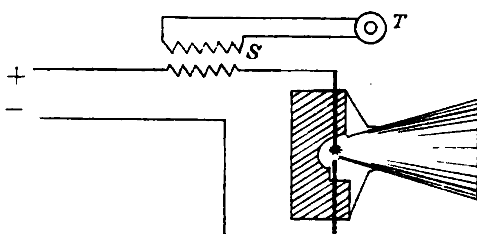


Fig. 1.

ein Mikrophon passierenden Schwachstrom bedingt ist. Spricht man gegen das Mikrophon, so wird der Magnetismus des Feldes den Sprachmodulationen gemäß beeinflußt, lenkt den Lichtbogen entsprechend ab, verändert dessen Widerstand und demgemäß den Speisestrom; sekundär kann hierbei der kräftig erzeugte Wechselstrom ein Telephon beeinflussen.

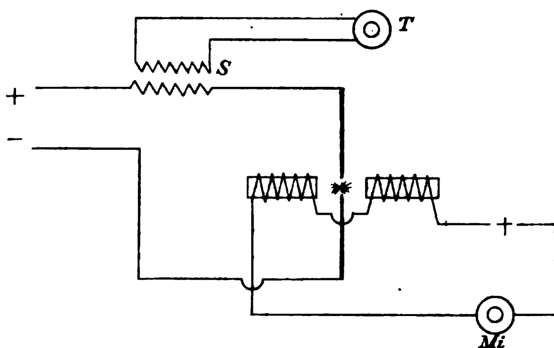


Fig. 2.

Diese Anordnung im Parabolspiegel eingefügt, gibt unter Anwendung gleicher Energien und unter gleichen Vorbedingungen bessere Resultate als die gewöhnlichen auf dem Prinzip der singenden Flammenbogen beruhenden Konstruktionen, da der Lichtbogen, der stets im Brennpunkt seine Lage hat, aus diesem den Sprachschwingungen entsprechend herausgedrängt wird. Wie man den in dem bisher Geschilderten

in der Lichttelephonie angewandten Sender nun dazu benutzte, ein Starkstrommikrophon herzustellen, so wurde auch der Empfänger dazu benutzt, Stark- und Schwachstrom miteinander zu verquicken und dem Gebiete der Telephonie dienstbar zu machen.

Neben diesen beiden gibt es jedoch noch eine dritte Art, Schwachstromimpulse Starkströmen aufzuoktroyieren und diese letztere Methode ist uns als reife Frucht aus den Ergebnissen der Radiotelephonie in den Schoß gefallen. Bei dieser Art wird ein den Sprachschwingungen gemäß undulierter Schwachstrom direkt oder induktiv einem Hochfrequenzstrom imputiert, geht als Wellenenergie in den Äther hinaus, beeinflußt den Empfänger und wird durch lokalen Stromkreis im Telephon hörbar gemacht. Dieser Vorgang birgt zwei interessante Momente in sich und zwar das eine Mal dort, wo der Schwachstrom den Frequenzstrom, und das andere Mal, wo die von diesem entsandte Welle den Lokalstrom beeinflußt. Wir haben es in beiden Fällen mit der Imputierung eines geringen Wechselstromes auf einen größeren Wechsel- bzw. Gleichstrom zu tun. Während man bisher der Ansicht war, daß zwei ein und denselben Stromkreis durchfließende Ströme keinen Einfluß aufeinander ausüben können, steht man jetzt durch das Faktum belehrt auf dem Standpunkt, daß dieses unter gewissen Umständen wohl der Fall ist, sobald nämlich in dem gemeinsam durchflossenen Stromleiterstück ein Thermophon eingeschaltet ist.

Diesen Schluß ziehe ich aus einigen Untersuchungen, die ich diesbezüglich anstellte und worüber ich vor einiger Zeit in der E. T. Z.[1]) wie folgt berichtete:

Die Uranfänge, Schall in elektrische Energie und diese dann direkt mittels Wärme wieder in Schall umzusetzen, reichen bis in das Jahr 1883 zurück, in welchem Sir W. Preece das erste Thermophon baute. Er bediente sich indessen noch einer Membran; seine Vorrichtung fällt mithin nicht unter den Begriff der eigentlichen Thermophone, soll aber, da sie den Namen eines solchen trug und zur Entwicklung der Thermophone wesentlich beitrug, hier nicht unerwähnt bleiben.

Das erste Preecesche Thermophon bestand aus einer Schallröhre, die vorne durch eine Membran, an der anderen Seite, wie Fig. 3 zeigt, durch eine Platte geschlossen war. Zwischen Platte und Membran war ein sehr feiner Platindraht *a* straff gespannt. Wurde durch diesen ein

1) Elektrot. Zs. 28, 944, 1907 (vgl. auch ebenda S. 1095 Korrespondenz Weinberg-Koepsel), Thermophonie und ihre Anwendung im Gebiete stetiger elektrischer Schwingungen

Wechselstrom oder ein unterbrochener Gleichstrom gesandt, so wurde der Draht abwechselnd mit der Periodenzahl des Stromes mehr oder minder erwärmt, also auch mehr oder minder ausgedehnt und diese Längenunterschiede übertrugen sich auf die Membran, dieselbe in Schwingungen versetzend.

Bereits in demselben Jahr änderte Preece sein Thermophon dahin um, daß er die Membrane fortließ und unmittelbar die Wärmewirkung zur Tongebung benutzte, im Jahre 1883 erschien auf der Wiener Ausstellung in der Abteilung der Pariser Firma H. de Branville & Co. das erste auf diesem Grundsatz beruhende Thermophon. Es bestand aus einer Schallröhre, in welche durch einen Kork hindurch zwei ungleich lange Drähte *a* und *b* hindurchführten, zwischen denen, wie Fig. 4 zeigt, eine 5 m lange, sehr dünne Drahtspirale *c* gespannt war,

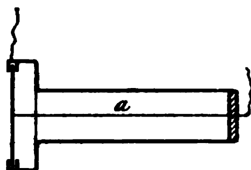


Fig. 3.

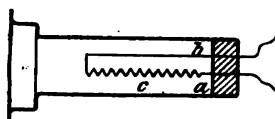


Fig. 4.

diese wurde von einem Wechselstrom durchflossen, der die Spirale und die in der Röhre befindliche Luft abwechselnd erhitzte und letztere entsprechend der Wechselzahl des Stromes in Schwingungen versetzte, so daß man am offenen Ende der Röhre einen Ton vernahm. Immerhin war die Wirkung eines solchen Thermophons eine äußerst schwache; man mußte, um den Ton wahrzunehmen, das Ende der Röhre an das Ohr halten. Nachdem Dr. Simon (jetzt Professor in Göttingen) in Erlangen durch Zufall auf die Entdeckung der akustischen Eigenschaften eines Flammenbogens kam, wies Prof. Braun, Straßburg, nach, daß dieser nichts weiteres als ein verbessertes Thermophon sei, indem bei ersterem noch ein konstanter Strom übergelagert sei, der die Krater zum Glühen bringt.

Auf Veranlassung von Prof. Braun machte sein ehemaliger Schüler, Herr Abramczyki, hierüber Versuche, welche das Besagte auffallend bestätigten. Abramczyki benutzte zu seinen Versuchen ein Bolometer (Fig. 5), ein Gitter von zehn Streifen, welche 0,5 mm breit und 10 mm lang waren. Der Abstand der Streifen betrug 0,5 mm, so daß die absorbierende Oberfläche nicht ganz 1 cm betrug. Das Bolometergitter hatte einen Widerstand von 30 Ohm und war in die sekundäre

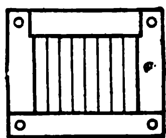


Fig. 5.

Leitung eines Induktionsapparates geschaltet. Am Bolometer war indessen vorläufig nichts zu hören. Erst als außerdem ein konstanter Strom hindurchging, wirkte es wie ein Telephon und zwar trat die Erscheinung bei einem konstanten Zusatzstrom von 0,6 Amp. ein; wurde dieser auf 0,12 Amp. erhöht, so steigerte sich auch die Tonstärke. Bei 0,1 und 0,2 Amp. konnte ein Mikrophon an Stelle des Induktoriums geschaltet werden und am Bolometer alles ins Mikrophon Gesprochene wiedergegeben werden. Das Bolometer läßt sich auch nach Braun durch schmale Streifen Messingblech ersetzen, und ist die ganze Erscheinung in folgendem Vorgang zu suchen. Ein Strom von der periodisch variablen Intensität i bringt im Widerstand w während der Zeit dt die Wärmemenge $i^2 w dt$ hervor. Ist die Amplitude des Stromes i_0, so sind die größten Temperaturschwankungen $i_0{}^2 w$. Bei der Überlagerung eines konstanten Stromes J ist dagegen bei dJ-Schwankung die Änderung der Jouleschen Wärme $2 J dJ \cdot w$. Ist nun hierin $dJ = i_0 \cdot \sin 2\pi n t$, so sind die maximalen Temperaturschwankungen durch $2 J i_0 \cdot w$ gegeben und können durch Vergrößerung von J also beliebig gesteigert werden. Aber auch das Bolometer läßt nur eine sehr schwache Lautwiedergabe zu und dieses liegt daran, daß die Fläche und die dieselbe umspülende Luft eine sehr geringe Absorptionsfähigkeit besitzen. Bereits Tyndall und Röntgen wiesen bekanntlich nach, daß mit verschiedenen Gasen angefüllte Röhren, einer intermittierenden Belichtung ausgesetzt, mehrere Meter weit vernehmbare Töne erzeugen können (Tyndallsche Methode zur Messung der Absorptionsfähigkeit der Gase), und Poulsen gelang es, durch Anordnung eines Lichtbogens in einer Wasserstoff-Atmosphäre elektrische Schwingungen über 100000 pro Sekunde zu erzeugen, was nur auf der enorm hohen Absorptionsfähigkeit dieses Gases beruht. Bereits bei der Simonschen Anordnung haben wir es mit schnell vorbeistreichender und wegen Ozonisierung des Sauerstoffs mit zersetzter Luft, d. h. freigewordenem Wasserstoff, unbewußt zu tun, woher die überraschend laute Wirkung des Lichtbogens als Thermophon herrühren mag, und hängt somit bei gegebenen Gasen die Lautwirkung eines

Thermophons im wesentlichen außer von der Größe des übergelagerten Stromes noch von der Größe des vom Strome durchflossenen Leiters und von dem Temperaturunterschied zwischen ihm und dem Gase, oder bei gegebener Temperatur des Leiters von der Geschwindigkeit des vorbeistreichenden Gases ab.. Neuere Methode des stetigen Anblasens des Lichtbogens zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen. In der Tat gibt ein genügend langer, inwendig zwecks guter Luftzirkulation hohl gehaltener und durch eine Lichtleitung (110 V) erhitzter Rheostat (Fig. 6), das Maschinengeräusch (Kollektor-Unterbrechungen) in der Zentrale genau wieder. Die Erscheinung trat bei einer Erwärmung des Drahtes auf 37° C ein, wobei die Temperatur der Luft zu 19° C gemessen wurde. Herabdrückung der Temperatur und Vergrößerung der Luftgeschwindigkeit verstärkten die Klangwirkung, während diese abnahm, sobald die Luft in der Nähe des Rheostaten stark erhitzt wurde. Eine in dieselbe Leitung eingeschaltete Bogenlampe (Schaltung

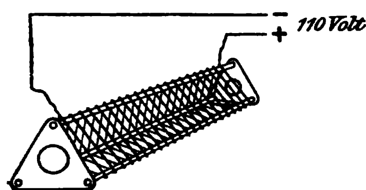


Fig. 6.

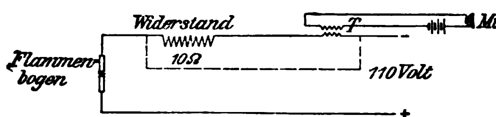


Fig. 7.

Fig. 7) wurde zum Zischen und Sprechen gebracht, worauf der Rheostat in aller Natürlichkeit die Geräusche, Sprache usw., deutlich wiedergab. Eine Anzahl von vier bis fünf hintereinander geschalteten Rheostaten erhöhten die Tonstärke bedeutend. Bedenkt man, daß eine derartige Kombination nichts weiteres als einen elektrischen Ofen darstellt, so erscheint die Tatsache, daß derselbe thermophonisch wirkt, als eine logische Folgerung. Die überraschend günstige Wirkung der in Fig. 7 angeordneten Schaltung denke ich mir auf die Weise entstanden, daß die Stromschwankungen des Mikrophons sich über den Transformator zunächst auf den Lichtbogen übertrugen, hier den Übergangswiderstand den Schwingungen gemäß änderten, und damit den Hauptstrom der Lichtleitung, welcher seinerseits den Rheostaten beeinflußt; denn schaltete ich plötzlich die Lichtleitung ab und schloß zugleich den noch heißen Rheostaten und den Transformator hintereinander kurz (gestrichelte Linie), so gab ersterer nur eine bedeutend schwächere Wiedergabe des ins Mikrophon Gesprochenen, und zwar nur so lange, bis er sich auf etwa 35° C abgekühlt hatte. Außer dem

Beweis indirekter Wirkung ist damit derjenige erbracht, daß **ein beliebig künstlich erhitzter Metallkörper thermophonisch wirkt.**

Zu demselben Zweck machte ich noch folgenden Versuch: Ein 10 cm langer und 4 mm dicker Eisenstab wurde, wie Fig. 8 zeigt, auf 3 cm Länge zur hellen Glut erhitzt und dann unmittelbar an die sekundäre Leitung eines Induktoriums (später eines Mikrophons) geschaltet, worauf nach einer ganz bestimmten Abkühlung der Summer und Sprechton, wenn auch nur leise, so doch hörbar war. Ließ ich das nicht entzündete Gas während dieser Zeit gegen den heißen Draht strömen, so verstärkte sich die Lautwirkung, was auf die eminente Ionisierungsgeschwindigkeit und Absorptionsfähigkeit des im Gase enthaltenen Wasserstoffs zurückzuführen ist, eine Wirkung, die auch äußerlich durch ungeheuer schnelles Abkühlen des Eisenstabes sichtbar ist. Da die Zeit der Beobachtung zu kurz ist, so lassen sich mittels Thermometers keine genauen Daten über die während des Vorganges

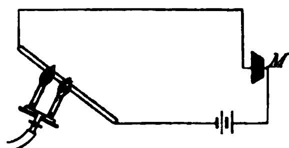


Fig. 8.

herrschenden Temperaturen aufzeichnen; es muß dieses jedoch mit feineren Hilfsmitteln möglich sein.

Den gesamten Vorgang kann man sich dadurch erklären, daß sich beim Erhitzen eines Körpers dieser in allen seinen Dimensionen ausdehnt und dadurch seines molekularen Zusammenhanges verlustig geht. Um jedes seiner Moleküle lagert sich eine winzige glühende Luftschicht, und diese muß der Strom auf seinem Weg passieren. Diese Luftschichten stehen nun unter sich wie auch mit der Atmosphäre in Zusammenhang, und so übertragen sich thermophonisch die Stromintensitäten in Form von Tonmodulationen auf letztere. Etwas drastisch, aber wissenschaftlich durchaus korrekt ausgedrückt, würde ein an irgendeiner Stelle der Telephonleitung künstlich angewärmtes Drahtleiterstück einem genügend feinen Ohr sein Telephongeheimnis anvertrauen. In diesem Sinne verhält sich also der glühende Stab oder die Spirale genau wie der Lichtbogen, und es gelten daher für die erstere genau die Gesetze, denen der letztere unterworfen ist. Zwei dieser Versuche habe ich ausgeführt, und zwar zunächst den Simonschen (Dinglers Annalen 97), nach welchem alles mechanisch gegen

den Lichtbogen Gesprochene im Nebenstromkreis mit Hilfe des Telephons wahrgenommen werden kann. Die Schaltung zeigt Fig. 9. Der durch eine Akkumulatorenbatterie (zur Vermeidung der Störung durch die Kollektorunterbrechungen) gelieferte Strom brachte einen Rheostaten zum Glühen, der am Ende eines Schalltrichters aufgestellt war. Im Telephon des transformierten Stromkreises war alles allerdings überlaut in den Trichter Hineingerufene wahrnehmbar. Der andere, weit wichtigere Versuch war eine Parallelschaltung von Kapazität und Selbstinduktion zur glühenden Drahtspirale, d. h. die Duddellsche Anordnung. Zunächst war nichts bemerkbar; als jedoch der Kondensator mit Hilfe eines 100 Ohm-Drahtbügels geschlossen, dann wieder geöffnet und zugleich die Selbstinduktion geändert wurde, stieß der Rheostat einen leisen pfeifenden Ton aus, und dasselbe Geräusch war im Nebenzimmer im Telephon hörbar. Der Kreis war in Schwingungen gekommen und behielt diese Resonanz so lange, bis der Kondensator abgelegt und die Selbstinduktion geändert wurde.

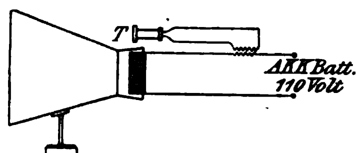


Fig. 9.

Dieser Umstand legt die Frage nahe, nach anderen Thermophonen zu diesem Zweck Umschau zu halten, und als nächstes käme hier die Glühlampe in Betracht. Die Liehtkraft einer solchen, in einem Stromkreis zu einem Mikrophon parallel gelegt, unterliegt ja denselben Schwankungen wie letzteres, kann daher z. B. als Sender in der Lichttelephonie benutzt werden, jedoch alle Bemühungen, mit ihr einen Duddellschen Kreis herzustellen, bleiben ihres Vakuums wegen erfolglos, obwohl theoretisch eine diesbezügliche Unmöglichkeit nicht vorliegt. Um einen derartigen Schwingungskreis herzustellen, bedürfen wir Körper, welche, wie die heiße Luft im Lichtbogen, ihren Widerstand bei dem geringsten Temperaturunterschied aufs elastischste ändern, und als ein solcher Körper ist uns das durch die Nernstlampe zu hoher Anwendung gekommene Thorium bekannt, welches genau wie die Luft im kalten Zustand den Strom so gut wie nicht leitet, jedoch erhitzt, den Widerstand auf ein Minimum reduziert. Auch ein glühender Thoriumstab kann, von einem Mikrophon-Stromkreis beeinflußt, als

Sender in der Lichttelephonie benutzt werden, und stellt man Vergleichsversuche zwischen Bogen-, Glüh- und Nernst-Lichtsender — auf ein und dieselbe Selenzelle wirkend — an, so muß man erstaunt sein, daß letztere Lichtquelle Schwankungen von derselben Intensität wie die Bogenlampe in der Selenzelle hervorruft. Da jedoch die Lichtausstrahlung der Bogenlampe bei weitem größer als die der Nernstlampe ist, so muß man daraus schließen, daß die Intensitätsschwankungen dieser größer als die eines sprechenden Flammenbogens sind. Der glühende Thoriumstab läßt sich auch ohne weiteres zur Duddell-Schaltung benutzen. Er verhält sich dabei genau wie die weißglühende Luft zwischen den Kratern des Flammenbogens, und in angeblasenem Zustand oder in eine Wasserstoff-Atmosphäre gebracht, stellt er einen ungleich stabileren Sender für radiotelegraphische Zwecke dar; denn

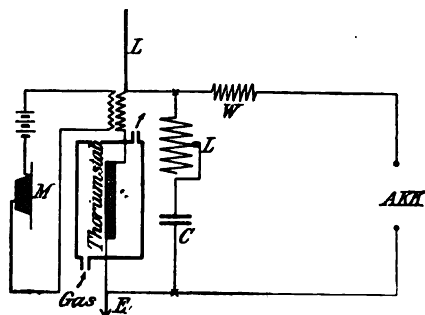


Fig. 10.

brachte ich einen in Duddellscher Resonanz befindlichen glühenden Thoriumstab in einen Kasten (Fig. 10), der von Wasserstoffgas durchzogen wurde, so schien das pfeifende Schwingungsgeräusch sofort aufzuhören, welche Wahrnehmung jedoch eine akustische Täuschung ist, da die Schwingungszahl sich in Wirklichkeit so erhöht, daß das Ohr sie nicht mehr wahrnehmen kann. Zum Beweis des letztgenannten ließ ich als letzten Versuch das Gas sehr langsam in das Gefäß einströmen und beobachtete, daß ein zum Schwingungskreis lose gekoppeltes Telephon eine Skala Töne nach oben hin anschlug, bis der Ton plötzlich abzubrechen schien.

Es wäre somit mit Hilfe dieses angeblasenen oder in eine Wasserstoff-Atmosphäre untergebrachten Thorium-Thermophons ein geeigneter brauchbarer Ersatz für den unstabilen Lichtbogen zum Erzeugen stetiger, auch soge-

nannter ungedämpfter Schwingungen gefunden. (Es können selbstverständlich außer Thorium alle anderen seltenen Erden, wie Cer usw., zur Anwendung kommen.)

Der Elektrotechnik aber liegt es nunmehr ob, diese aus der anderen Fakultät herrührenden Beobachtungen auf Brauchbarkeit in der Praxis zu erproben. Zu diesem Zweck sind sie hier zur Kritik veröffentlicht.

Die in vorstehendem erwähnten Untersuchungen über Thermophone wurden durch A. Koepsel in einer Zuschrift an die Schriftleitung der E. T. Z. zum Teil begutachtet und dabei zugleich auf die äquivalente Eigenschaft der unvollkommenen Kontakte hingewiesen. Leider gaben sie auch selbst an berufener Stelle, allem Anscheine nach durch oberflächliche Versuchsanordnungen verursacht, zu unerwünschten Mißverständnissen Veranlassung. Die angestellten Versuche und Experimente beziehen sich, wie ich wiederholt bemerken möchte, auf die Untersuchungen der in der Radiotelephonie angewandten Telephonwechselstromrelais-Wirkung und der diesbezüglich eingangs erwähnte Gedankengang gibt eine Erklärung über die nachgewiesene Fähigkeit radiotelephonischer Sender, ohne weiteres als Empfänger wirken zu können. Daß diese thermophonischen Empfänger den bisher bekannten an Wirksamkeit zur Seite treten können, deutet seit kurzer Zeit das erfolgreiche Untersuchen und Experimentieren über „Flammenempfänger" seitens namhafter Physiker an.

(Eingesandt 10. Januar 1908.)

Erklärung der Erscheinungen der elektrischen und optischen Wellen.

Von **Johann Sahulka.**

Gemäß der Maxwell-Hertzschen Theorie, welche die an elektrischen Wellen beobachteten Erscheinungen in bewundernswerter Weise zu berechnen gestattet, werden die elektrischen Wellen als Zustandsänderungen des Äthers angesehen. Legt man in die Richtung eines Strahles, in welcher sich elektrische Welllen fortpflanzen, die X-Achse eines dreiachsigen rechtwinkeligen Koordinatensystems, so bestehen in der Y-Richtung Schwingungen einer elektrischen Kraft, in der Z-Rich-

tung Schwingungen einer magnetischen Kraft. Diese Schwingungen werden im Sinne der Maxwell-Hertzschen Theorie als transversale Schwingungen angesehen und sollen sich von den Lichtschwingungen nur durch die Schwingungszahl unterscheiden. Da in ponderablen Gasen nur longitudinale und niemals transversale Schwingungen beobachtet wurden, so wurde gefolgert, daß der Äther nicht die Beschaffenheit eines ponderablen Gases haben könne, sich vielmehr wie ein fester, inkompressibler und dabei doch vollkommen elastischer Körper verhalte, welcher den Raum vollständig ausfüllt. Wenn die im Raume befindlichen elektrischen Leiter Veränderungen ihres elektrischen Potentiales erleiden, sollen nicht Elektrizitätsströmungen aus den Leitern in die umgebenden Nichtleiter erfolgen, sondern es sollen in den Nichtleitern nur elektrische Verschiebungen entstehen, welchen Verschiebungsströme entsprechen, die sich ebenso verhalten wie gewöhnliche in Leitern fließende Ströme, d. h. wie Leiterströme. Den Verschiebungsströmen entspricht in den Nichtleitern kein Energieverlust durch Bildung von Joulescher Wärme, dagegen eine Aufspeicherung von Energie in Form des elektrostatischen Feldes; den Leiterströmen entspricht in den Leitern ein Verlust infolge der Bildung von Joulescher Wärme, dagegen eine Energieaufspeicherung in Form des die Leiter umgebenden magnetischen Feldes.

In dem Dielektrikum eines Plattenkondensators müßten gemäß der Annahme der elektrischen Verschiebungen, während der Ladung in den Zellen, aus welchen man sich das Dielektrikum zusammengesetzt denkt, die in der Fig. 1 gezeichneten elektrischen Verschiebungen eintreten. Der Deutlichkeit halber sind in der Figur nur einige Zellen sehr groß gezeichnet. Ist C die Kapazität des Kondensators und e die Spannungsdifferenz der Belegungen A, B, so entspricht der Ladung die Elektrizitätsmenge $Q = Ce$. Auf der Belegung A sollte $+Q$, auf der Be-

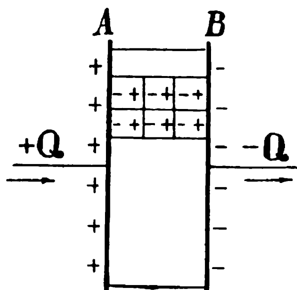


Fig. 1.

egung B die Menge $-Q$ angesammelt sein; im Dielektrikum wäre lan jeder Schnittebene, die man parallel zu den Belegungen legt, auf der einen Seite $-Q$, auf der anderen Seite $+Q$ infolge der elektrischen Verschiebungen ausgeschieden; diese Elektrizitätsmengen $+Q$ und $-Q$ sollen sich überall gegenseitig binden. Den elektrischen Verschiebungen entspricht ein scheinbares Durchströmen der Elektrizitätsmenge $+Q$ durch den Kondensator in Richtung von der Belegung A zur Belegung B, d. h. in der Richtung des Leiterstromes. Die Zellen sollen sich infolge der elektrischen Verschiebungen in einem Spannungszustande befinden, welchem die durch die Ladung hervorgerufene Energieaufspeicherung entspricht. Daß tatsächlich die Energie des geladenen Kondensators im Dielektrikum steckt, ist durch den bekannten Versuch erwiesen, daß man vom geladenen Kondensator die Belegungen isoliert abheben, dann beide zur Erde ableiten und hierauf wieder isoliert auf das Dielektrikum auflegen kann; der Kondensator erweist sich dann ebenso geladen, wie vor dem Abheben der Belegungen.

Gegen die Hypothese der elektrischen Verschiebungen habe ich einen Einwand zu erheben auf Grund von zwei Versuchen, die man mit jedem zerlegbaren Plattenkondensator machen kann, dessen Belegungen mit isolierten Griffen versehen sind. Ladet man den Kondensator und entladet ihn hierauf durch ein Galvanometer, so erhält man einen Ausschlag entsprechend der Elektrizitätsmenge $Q = Ce$. Ladet man den Kondensator, hebt hierauf die Belegungen ab und entladet sie einzeln durch das Galvanometer gegen Erde, so bekommt man keinen oder doch nur einen im Vergleiche mit dem früheren Ausschlage minimalen Ausschlag; die Belegungen enthalten daher nicht die Elektrizitätsmenge Q, sondern nur eine minimale Elektrizitätsmenge. Daraus kann gefolgert werden, daß die Elektrizitätsmenge Q, welche bei der Ladung zur Belegung A strömte, nicht auf der leitenden Belegung geblieben, sondern aus derselben in das Dielektrikum abgeströmt ist; ebenso muß auf der anderen Seite die Menge Q aus dem Dielektrikum in die Belegung B und von dort zur Stromquelle geflossen sein. In gleicher Weise beobachten wir auch an der Antenne einer Sendestation für drahtlose Telegraphie, welche ja mit der Erdoberfläche einen Kondensator bildet, daß ein Strom zur Antenne fließt. Die entsprechende Elektrizitätsmenge strömt tatsächlich aus der Antenne in das umgebende Medium; sie bleibt auch nicht in der die Antenne unmittelbar umgebenden Luftschicht, welche sie nicht fassen könnte, sondern strömt weiter in den Raum ab. Bei der entgegengesetzten Stromrichtung strömt umgekehrt Elektrizität aus dem Luft-

raume in die Antenne und von dieser in die Erde. Ich bin daher der Meinung, daß im Dielektrikum nicht bloß elektrische Verschiebungen, sondern ein faktisches Strömen der Elektrizität stattfindet, wenn die Spannungsdifferenz der im Dielektrikum befindlichen Leiter geändert wird; dabei tritt während der Strömung eine Energieaufspeicherung im Dielektrikum ein, welche von dem durchströmenden Q und dem Gefälle der Spannungsdifferenz abhängig ist; beim Kondensator wird die Energie $\frac{1}{2}Qe$ aufgespeichert. Diese Energie ist die Veranlassung, daß der Kondensator während der Entladung in irgendeiner Art analog wie ein chemischer Akkumulator wieder eine durch den Stromkreis und durch ihn selbst fließende Elektrizitätsmenge Q liefert, wobei die Ladungsenergie in dem Leiterkreise verzehrt wird. Im geladenen Zustande brauchen jedoch weder auf den Belegungen noch zu beiden Seiten irgendeiner Trennschicht des Dielektrikums die Elektrizitätsmengen $+Q$ und $-Q$ vorhanden zu sein.

Der zweite Versuch, den man mit dem zerlegbaren Kondensator mit Benützung eines Elektroskopes machen kann, besteht darin, daß man prüft, welche Polarität die an die Belegungen angrenzenden Oberflächenschichten des Dielektrikums haben. Wir laden den Kondensator, heben die Belegung A ab und prüfen durch Annäherung derselben an ein geladenes Elektroskop die Art der elektrischen Ladung; hierauf entfernen wir A von dem Elektroskop und nähern demselben das Dielektrikum des Kondensators, welches ja geladen blieb, mit der an A angrenzenden Oberflächenschicht. Die Ladungen sind gleichnamig elektrisch. Dasselbe Verhalten zeigt die Belegung B und die angrenzende Oberflächenschicht des Dielektrikums. Die Verhältnisse sind also hier entgegengesetzt wie bei dem Elektrophor, bei welchem der Kuchen negativ und der Deckel, nachdem er auf den Kuchen aufgelegt, ableitend berührt und hierauf abgehoben wurde, positiv elektrisch ist. Im Kondensator ist nicht, wie in der Fig. 1 gezeichnet ist, die an die positive Belegung A angrenzende Oberflächenschicht des Dielektrikums negativ, sondern auch positiv elektrisch; auf der anderen Seite ist die Oberflächenschicht des Dielektrikums und die Belegung B negativ elektrisch. Im Dielektrikum des geladenen Kondensators besteht demnach nur ein Spannungsgefälle wie in einem gewöhnlichen Leiter.

Die Anschauung, daß der Äther ein fester, den Raum kontinuierlich erfüllender Körper ist, welcher inkompressibel und dabei doch elastisch ist, muß als unfaßbar bezeichnet werden. Es ist nicht einzusehen, wie in einem derartigen Äther irgendwelche Schwingungen,

seien sie nun transversale oder longitudinale, stattfinden könnten, und wie die Bewegung anderer Körper innerhalb des Äthers möglich sein soll.

Im nachfolgenden ist der Versuch gemacht, unter der Annahme, daß der Äther sich ebenso verhalte wie ein gewöhnliches ponderables Gas, die Erscheinungen der elektrischen und optischen Wellen zu erklären. Es ist gezeigt, daß dies in einfacher Weise möglich ist, und daß man dabei trotz der gänzlich verschiedenen Annahme über die Konstitution des Äthers zu denselben Ergebnissen gelangt, wie nach der Maxwell-Hertzschen Theorie.

Bezüglich des Äthers soll angenommen werden, daß er ebenso wie ein ponderables Gas aus kleinen, durch leere Räume getrennten materiellen Teilchen bestehe, welche sich mit großer Geschwindigkeit nach allen Richtungen bewegen und dabei untereinander kollidieren, so daß jedes einzelne Teilchen eine räumliche Zickzacklinie beschreibt. Die einzelnen Ätherteilchen brauchen nicht gleich groß zu sein. Die mittlere Größe ihrer Masse mag vielleicht übereinstimmend sein mit der aus verschiedenen Versuchen berechneten Größe der negativen Elektronen. Die mittlere Geschwindigkeit der Ätherteilchen muß außerordentlich groß angenommen werden. Die Schallgeschwindigkeit in der Luft, d. h. die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Störung des Gleichgewichtszustandes der Luft ist gleich 330 m pro Sekunde, dagegen die analoge Geschwindigkeit einer Störung des Gleichgewichtszustandes im Äther gleich $3 \cdot 10^8$ m pro Sekunde. Die mittlere molekulare Geschwindigkeit der einzelnen Teilchen eines Gases ist 1,5 mal so groß als die erwähnten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten; daher muß die mittlere Geschwindigkeit der Ätherteilchen gleich $4{,}5 \cdot 10^8$ m pro Sekunde angenommen werden. Die Spannkraft des Äthers muß ebenfalls außerordentlich hoch angenommen werden, denn nur unter dieser Annahme lassen sich die hohen Schwingungszahlen des Lichtes, welche für den sichtbaren Teil des Spektrums von 450 bis 728 Billionen Schwingungen pro Sekunde betragen und für den ultravioletten Teil noch größer sind, aus den Zusammenstößen der Ätherteilchen erklären, wie nachfolgend gezeigt ist. Die Annahme einer sehr hohen Spannkraft des Äthers, welche viele Tausende Atmosphären betragen mag, ist auch notwendig, wenn man die Gravitation und die Molekularkräfte aus der Wirkung des Äthers erklären will.[1])

1) Ich erlaube mir auf mein im August 1906 erschienenes Buch zu verweisen: „Erklärung der Gravitation, der Molekularkräfte, des Lichtes, der magnetischen und elektrischen Erscheinungen aus gemeinsamer Ursache“. Wien und Leipzig. Carl Fromme.

Die gemachten Annahmen enthalten nur graduelle Unterschiede im Vergleiche mit dem Verhalten eines gewöhnlichen Gases. Daß man den hohen Druck des Äthers nicht spürt, ist daraus erklärlich, weil der Äther die ponderablen Körper durchdringt. Dagegen werden Druckunterschiede wahrgenommen. Die elektromagnetischen und elektrodynamischen Kraftäußerungen, ebenso auch die Gravitation beruhen nur auf Druckdifferenzen des Äthers.

Der elektrische Strom kann als ein Ätherstrom angesehen werden. Der Unterschied zwischen positiver und negativer Elektrizität ist nur ein gradueller Unterschied im Spannungszustande des Äthers; dabei möge unter positiv elektrisch der höhere Spannungszustand angenommen worden. In den Leitern verursacht die Ätherströmung analog wie die Strömung eines ponderablen Gases in einer Rohrleitung einen durch Reibung bewirkten Energieverlust. Im Dielektrikum findet eine Ätherströmung nur statt, wenn eine Spannungsänderung der im Dielektrikum befindlichen Leiter bewirkt wird; dabei tritt im Dielektrikum eine Zustandsänderung ein, welcher einerseits eine Energieänderung entspricht, und welche andererseits das Aufhören der Ätherströmung zur Folge hat. Das Dielektrikum verhält sich ähnlich wie ein chemischer Akkumulator, der sich auf die Spannungsdifferenz der Stromquelle ladet, dabei Energie aufspeichert und im geladenen Zustande keinen Ladestrom mehr aufnimmt. Die Ätherströmung verursacht in den Dielectricis entweder gar keinen oder nur einen sehr kleinen Energieverlust. In welcher Art im Dielektrikum die Energieaufspeicherung stattfindet, welche dem elektrostatischen oder magnetischen Felde entspricht, mag hier nicht näher erörtert werden; es kann hierbei nicht bloß der Äther, sondern auch die ponderable Materie des Dielektrikums Zustandsänderungen erleiden.

Nun möge der Versuch gemacht werden, auf Grund der gemachten Annahme, daß der Äther sich verhalte wie ein gewöhnliches Gas, die Erscheinungen der elektrischen Wellen zu erklären; es mögen einige der wichtigsten Hertzschen Versuche und die Vorgänge im Medium bei der drahtlosen Telegraphie besprochen werden.

In der Figur 2 bedeutet $P_1 F P_2$ einen Hertzschen Oszillator, welcher mit einem Induktorium in Verbindung steht. Die Platten P_1 P_2 bilden miteinander einen Kondensator, dessen Dielektrikum das die Platten umgebende nichtleitende Medium ist; die Funkenstrecke und die zu den Platten führenden Zuleitungsdrähte bilden den metallischen Schließungskreis. Die Entladung der Platten hat oszillatorischen Charakter. Sobald die Spannung einer der Platten $P_1 P_2$ wächst, geht

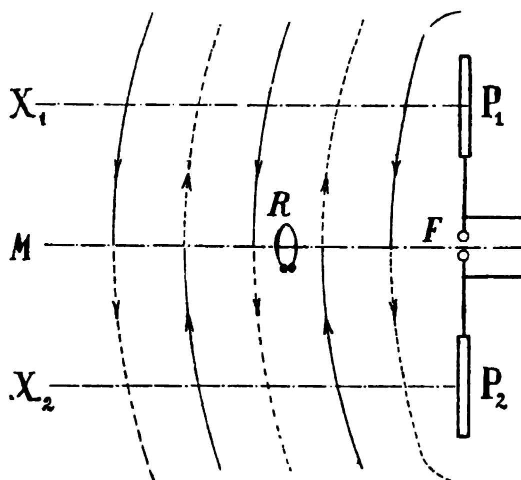


Fig. 2.

von ihr in das umgebende Medium eine Ätherverdichtung aus, welche sich mit der Geschwindigkeit $3 \cdot 10^{10}$ cm pro Sekunde ausbreitet; sobald die Spannung einer Platte abnimmt, geht in analoger Weise von ihr eine Ätherverdünnung aus. Jedesmal wenn die Ätherspannung von P_1 wächst, nimmt die von P_2 ab und umgekehrt. Die Verdichtungen und Verdünnungen können sich im Medium nicht ausgleichen, weil sie sich mit gleicher Geschwindigkeit ausbreiten und daher nicht gegenseitig einholen. In der Figur sind längs einer zur Platte P_1 senkrecht gezogenen Strahlenrichtung X_1, ebenso längs der zu P_2 senkrechten Richtung X_2 die sich ausbreitenden Verdichtungen und Verdünnungen dargestellt, und zwar erstere durch ausgezogene, letztere durch punktierte Linien. In gleicher Weise, wie in der Figur dargestellt ist, breiten sich auch auf der linken Seite von P_1 und P_2 und ebenso oberhalb und unterhalb Ätherverdichtungen und Verdünnungen aus. Es besteht in diesem Falle eine longitudinale fortschreitende Wellenbewegung im Äther, welche ganz analog ist der Wellenbewegung in der Luft, die von einer in der Oktave schwingenden gespannten Saite ausgeht.

Im Medium breiten sich aber nicht bloß die Ätherverdichtungen und Verdünnungen aus, sondern finden auch Ätherströmungen statt. Wenn die Spannung von P_1 wächst und die von P_2 abnimmt, so findet im umgebenden Medium eine Ätherströmung von P_1 in der Richtung zu P_2 hin statt, da die Vorgänge dieselben sind wie bei der Ladung eines Plattenkondensators. Umgekehrt, wenn die Spannung von P_1 sinkt

und die von P_2 steigt, erfolgt die äußere Ätherströmung in entgegengesetzter Richtung. Dies ist in der Figur durch Pfeile dargestellt. Diese äußeren Ätherströmungen entsprechen den Faraday-Maxwellschen Verschiebungsströmen. Während der Ausbreitung der Wellen im Raume bleiben diese Strömungen, welche senkrecht zur Strahlenrichtung *FM* verlaufen, erhalten. Wenn das Dielektrikum von derartigen Ladeströmungen durchflossen ist, so besteht in demselben eine Energieaufspeicherung und es ist befähigt, auch in einem gewöhnlichen Stromleiter einen Strom zu erzeugen. Die Energie der sich ausbreitenden Wellen wird dadurch vernichtet, daß sie auf ihrem Wege Leiter erreichen, in welchen sie auch Ätherströmungen erzeugen, wobei aber die elektrische Energie in Joulesche Wärme umgewandelt wird.

Hält man einen Hertzschen Resonator *R*, welcher aus einem durch eine Funkenstrecke unterbrochenen Drahtkreise besteht, in den Bereich der elektrischen Wellen, z. B. in der Figur die Resonatorebene senkrecht zur Zeichenebene, und zwar derart, daß der durch die Funkenstrecke gehende Durchmesser in der Zeichenebene liegt, wobei die Funkenstrecke die oberste oder tiefste Lage haben kann, so tritt am Resonator kein Funke auf, weil in den Hälften des Kreises zu beiden Seiten des erwähnten Durchmessers übereinstimmende Strömungen erregt werden und daher die Kugeln der Funkenstrecke gleiches Potential haben. Verdreht man jedoch den Resonatorkreis in seiner Ebene um 90°, so muß an der Funkenstrecke der Funke am stärksten auftreten, weil in diesem Falle an den Kugeln die größte Spannungsdifferenz entsteht. Nähert man von irgendeiner Seite dem Resonator, welcher auf Funkenlosigkeit eingestellt sein möge, einen guten Leiter, so werden die Ätherströmungen im Medium in bezug auf ihren Verlauf geändert, weshalb wieder am Resonator ein Funke auftritt.

In gleicher Art erfolgen die Zustandsänderungen des Mediums während der drahtlosen Telegraphie. Durch den Sendeapparat wird

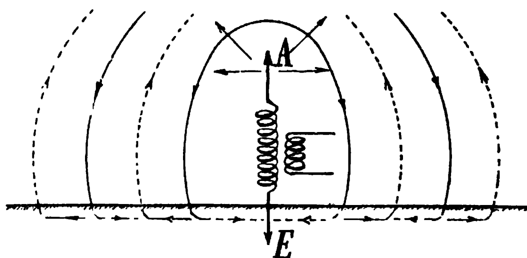


Fig. 3.

eine sehr rasch die Richtung wechselnde Elektrizitätsströmung erzeugt, welche von der Erde E zur Antenne A (Fig. 3) und in der nächsten Halbperiode wieder in entgegengesetzter Richtung erfolgt. Im Raume breiten sich von der Antenne ausgehend Ätherverdichtungen und Verdünnungen aus, welche aber auch von bestimmten Strömungsrichtungen und von entsprechenden Zustandsänderungen des Mediums begleitet sind, so daß dieses in einem gewöhnlichen Leiter einen Strom zu erzeugen sucht. Auch in der Erde gehen von der Erdverbindung der Antenne Ätherverdichtungen und Verdünnungen aus. Sobald die Spannung der Antenne steigt und die der Erde sinkt, entsteht im äußeren Medium ein Ladestrom in der Richtung von der Antenne zur Erde; in der nächsten Halbperiode hat der Ladestrom des Mediums die entgegengesetzte Richtung. Die Ladeströmungen im Medium breiten sich mit den Verdichtungen und Verdünnungen aus, ebenso die Strömungen in der Erde. Befindet sich im Bereiche der Wellen eine Empfänger-Antenne, so wird in ihr ein Strom erzeugt und Energie abgegeben. Die Wirkung muß dann eine bedeutende sein, wenn der Empfänger auf die Schwingungszahl der ankommenden Wellen abgestimmt ist, weil sich in diesem Falle infolge der Trägheit des Äthers die Elektrizitätsströmung im Empfängerkreise durch Resonanz sehr verstärkt und daher der Empfänger einen großen Betrag der Wellenbewegung in sich aufnimmt. Die einzelnen Drähte der Antenne üben in diesem Falle eine saugende Wirkung auf die umgebenden Ätherströmungen aus. Man ersieht jedoch, daß dies nur möglich ist, wenn die Antennendrähte parallel zur Richtung der äußeren Ätherströmung angeordnet sind; ebenso ersieht man, daß infolge der saugenden Wirkung die Drähte dieselbe Wirkung üben wie eine leitende Fläche. Die Strömungen erfolgen stets auch durch die Erde hindurch, weil diese einen Teil des Schließungskreises bildet. In dem Leiterkreise des Empfängers und in der Erde erfolgt ein Verbrauch von Energie. Die Strömungen können in der Erde nicht tief eindringen, weil die Energie der Wellen rasch in Joulesche Wärme umgewandelt wird. Die Strömungsrichtung muß in der Erde ebenso wie in einem Kupferleiter nach jeder Halbwelle das Zeichen wechseln. Würde man in der Empfängerstation zwei Drahtnetze in die Erde legen, so daß sie in Richtung zur Sender-Antenne voneinander um eine halbe Wellenlänge entfernt sind, und diese Netze durch eine Luftleitung verbinden, in welche ein Wellendetektor eingeschaltet ist, so müßte man auch Zeichen erhalten können. Bei der drahtlosen Telegraphie ist demnach die Luft als Hinleitung, die Erde als Rückleitung der zur Zeichengebung benutzten Hochfrequenzströme verwendet;

dabei bestehen während der Zeichengebung im Luftraume und in der Erdoberfläche fortschreitende longitudinale Ätherwellen und wird die vom Sender abgegebene Energie hauptsächlich durch die Strömungen in der Erde verbraucht.

(Schluß folgt.)

(Eingesandt 14. März 1908.)

Mitteilungen aus der Praxis.[1]

Drahtlose Telephonie.

A.

Aus Mitteilungen der Telefunken-Gesellschaft (Berlin) und einem Vortrage[2] ihres technischen Direktors Graf v. Arco berichten wir folgendes über das Telefunken-System der drahtlosen Telephonie. Die erforderlichen kontinuierlichen Schwingungen werden durch die Duddellsche Lichtbogenmethode erzeugt. Anstatt eines einzigen Lichtbogens in einer Wasserstoffatmosphäre wie bei Poulsen kommt bei Telefunken eine Anzahl von in Reihe geschalteter Lichtbögen in gewöhnlicher Luft zur Anwendung. Die leitenden Gesichtspunkte waren dabei folgende: Bei den Serienbögen kommt auf jeden einzelnen nur ein kleiner Bruchteil der ganzen Wärmeentwicklung. Der kleine, aus jedem Teilbogen wegzuschaffende Wärmebetrag wird nach Vorschlägen von Prof. H. Th. Simon durch unsymmetrische Elektrodengestaltung abgeleitet, indem die eine Elektrode aus Kohle besteht, während die andere als wassergekühlte Metallelektrode ausgebildet ist. Die obere Elektrode ist als ein Metallrohr hergestellt, das unten mit einem gewölbten Boden verschlossen ist und Kühlwasser enthält. Die andere Elektrode ist eine homogene Kohle von 4—5 cm Durchmesser, deren Oberflächenkrümmung genau in den gehöhlten Boden paßt. Die Kohle sitzt auf einer horizontalen Blattfeder, welche sie gegen den Boden der Kühlelektrode drückt. Die gewünschte Bogen-

---

1) In diesen Mitteilungen bringen wir unter Eliminierung polemischer Wendungen die Anschauungen führender Firmen bezw. ihrer technischen Leiter zum Ausdruck, wobei wir der Ansicht sind, daß auch zutage tretende Meinungsverschiedenheiten und Gegensätze in den Augen urteilsfähiger Leser der Sache nur dienlich sein können. Die Redaktion.

2) Vortrag, gehalten in der Schiffbautechnischen Gesellschaft in Berlin 1908.

länge wird durch Niederpressen der Blattfeder bewirkt. Die anfänglich vorhandene Schwierigkeit und Umständlichkeit einer exakten Regulierung einer größeren Serie von Bögen ist behoben durch eine Konstruktion, die derart ausgebildet ist, daß man die einzelne Lampe überhaupt nicht mehr regulieren kann noch muß. Für die Regulierung existiert vielmehr nur eine Gruppe von Lampen aus 10, 20 oder mehr Elementen bestehend, die als Ganzes allein regulierbar ist. Die Einstellung erfolgt mit zwei Handgriffen; der erste bringt alle Bögen gleichmäßig auf Null und der zweite öffnet alle Bögen gleichzeitig von der Nullstellung aus um einen gleichen Betrag. Sind die Lampen durch Öffnen des Stromes ausgemacht, und sollen sie von neuem gezündet werden, so genügt hierzu ein Druck auf den Stellhebel; sie werden hierdurch für einen Augenblick alle kurz geschlossen, der Strom erreicht für einen Moment etwa den doppelten Normalwert, dann läßt man den Hebel los und alle Lampen stellen sich auf die vorher einregulierte Bogenlänge von selber ein.

Je mehr Energie zum Aussenden gebracht werden soll, um so mehr Lampen werden in Reihe geschaltet. Bei 220 Volt Gleichstrom werden 6 Lampen, bei 440 Volt 12 und bei 880 Volt 24 Lampen benutzt mit 4—7 Ampere Stromstärke. Bei 24 Lampen werden so etwa 6 Kilowatt Gleichstromenergie zur Schwingungserzeugung aufgewendet, von welcher 10 Proz. für Strahlungszwecke in Form sogenannter ungedämpfter bezw. kontinuierlicher Schwingungen nutzbar gemacht werden.

Durch die Lichtbogen-Methode lassen sich verschiedenartige Schwingungen erzeugen. Wählt man als Schwingungskreis einen normalen Kreis der Funkentelegraphie, d. h. mit großer Kapazität und kleiner Selbstinduktion, so erhält man zwar kontinuierliche Schwingungen, aber von variabler Periode. Hat der Erregerkreis genügend große Selbstinduktion bei kleiner Kapazität, so erweist sich die Periode konstant, aber die Schwingungen sind nicht kontinuierlich, wie man sich durch Benutzung eines rotierenden Spiegels[1]) direkt überzeugen kann, oder auch an der Empfangsstation im Telephon, in dem man dann ein unregelmäßiges starkes Rauschen hört, hervorgerufen durch das zeitweise Aussetzen der Schwingungen.

Die Frage: welches ist die maximale Energie, die man in kontinuierliche Schwingungen konstanter Periode umsetzen kann: ist bisher nur empirisch untersucht worden und harrt noch der allgemeinen Beantwortung.

---

1) Vergl. Fleming, ds. Jahrb. **1**, 89, 1907.

Was den Wirkungsgrad angeht, so beträgt derselbe rund 10 Proz., wenn man unter Wirkungsgrad das Verhältnis der durch einen nur Glühlampen enthaltenden Schwingungskreis entziehbaren Energie zur gesamten aufgewandten Gleichstromenergie versteht.

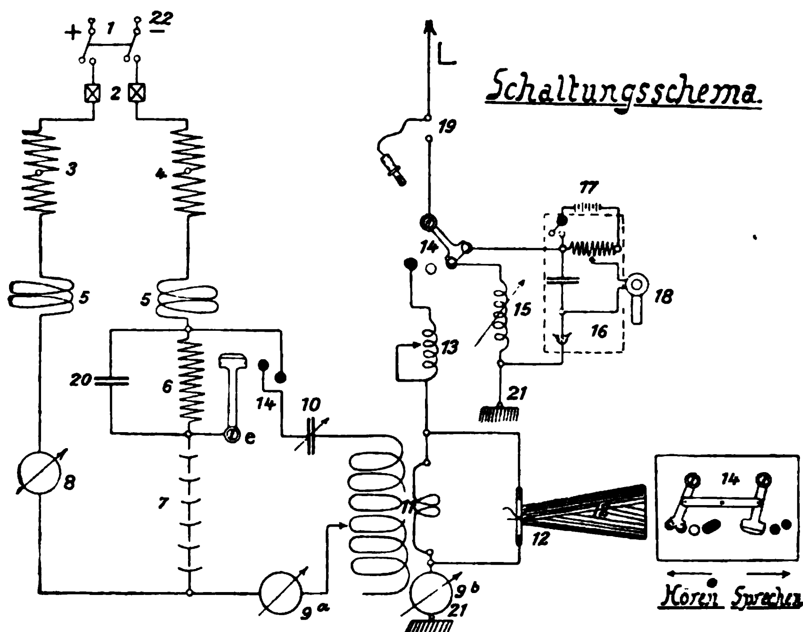


Fig. 1

Fig. 1 zeigt das Schaltungsschema einer Telefunkenstation für drahtlose Telephonie.

Der Gleichstrom wird, von Klemme 22 ausgehend, durch den Hauptschalter 1, die Sicherungen 2, die Regulierwiderstände 3 und 4, die Drosseln 5, das Amperemeter 8, den Lampen 7 zugeführt. Parallel zu den Lampen liegt der Schwingungskreis des Senders, gebildet aus dem variablen Platten-Kondensator 10, der primären Selbstinduktion 11, sowie dem geshunteten Amperemeter 9a. Der Umschalter 14 öffnet bei der Stellung „Hören" den Schwingungskreis und schaltet gleichzeitig den Reduzierwiderstand 6 in die Gleichstromzuführung ein, welcher bewirkt, daß die Lampen dann mit bedeutend verminderter Stromstärke weiter brennen. Der Papierkondensator 20 dient zur Funkenlöschung beim Öffnen des Schalters. Mit dem Schwingungskreis

ist die Antenne durch die sekundäre Selbstinduktion von 11 gekoppelt. Parallel zu dieser Selbstinduktion liegt das Mikrophon 12. Die Antenne wird durch den Stöpsel 19 an den Tisch angeschlossen und durch die Stöpselspule 13 für den Geber auf die verlangte Welle verlängert. In der Erdleitung der Antenne liegt das Amperemeter 9b. Die Verlängerung für den Empfang erfolgt durch die variable Selbstinduktion 15. Parallel zu ihr liegt der Empfänger, bestehend aus dem Empfangsbrett mit Schlömilch-Zelle 16, der Hilfsbatterie 17 und dem Telephon 18.

Der zweite Hebel des Umschalters 14 legt die Antenne bei der Stellung „Sprechen“ an den Geber und bei der Stellung „Hören“ an den Empfänger, wobei er gleichzeitig den Detektor an das Variometer anschließt. Beim Sprechen ist demnach der Detektor einpolig blockiert. Die Erdleitung wird an Klemme 21 angeschlossen.

Fig. 2 veranschaulicht eine normale Ausführung.

Der praktische Betrieb gestaltet sich so, daß der Lampenkreis während des Sprechens dauernd kontinuierliche Schwingungen erzeugt. Die Kopplungswindungen des Luftdrahtes nehmen hiervon einen bebestimmten Energiebetrag auf und dieser geht während des Sprechens abwechselnd in das Mikrophon und die Antenne. Es entsteht so ein Schwanken der ausgestrahlten Energie und zwar ein Schwanken, das durch die Sprache dosiert ist. An der Empfangsstation entstehen dadurch unter Verwendung geeigneter Detektoren, z. B. der Schlömilch-Zelle, Stromschwankungen, die sich in einem angeschlossenen Telephon wieder in die Sprachlaute umsetzen.

Durch einen einfachen Handgriff schaltet man vom Sprechen zum Hören um. Dieser Handgriff bewirkt zunächst das Ablösen der Antenne von den Sendeapparaten und ihre Verbindung mit den Empfangsapparaten. Gleichzeitig werden dadurch die Schwingungen des Sendekreises inhibiert, ohne daß indessen die Lampen dabei ausgehen, und schließlich werden an den Empfangsapparaten die notwendigen Verbindungen zur Aufnahme hergestellt.

Es hat sich herausgestellt, daß es nicht günstig ist, den Detektor in einen besonderen Empfangskreis einzuschalten, wie es bei der drahtlosen Telegraphie bekanntlich üblich ist. Die Sprachreproduktion erklang nämlich dann verzerrt, was in einer Deformation der Schwingungsform, welche teilweise durch Resonanzerscheinungen und teilweise durch Periodenschwankungen verursacht sein können, begründet sein mag. Der Detektor wird deshalb neuerdings unmittelbar mit der Antenne verbunden, wodurch eine wesentliche Steigerung der Deutlichkeit der Sprachübertragung erzielt wurde. Die an sich schon große

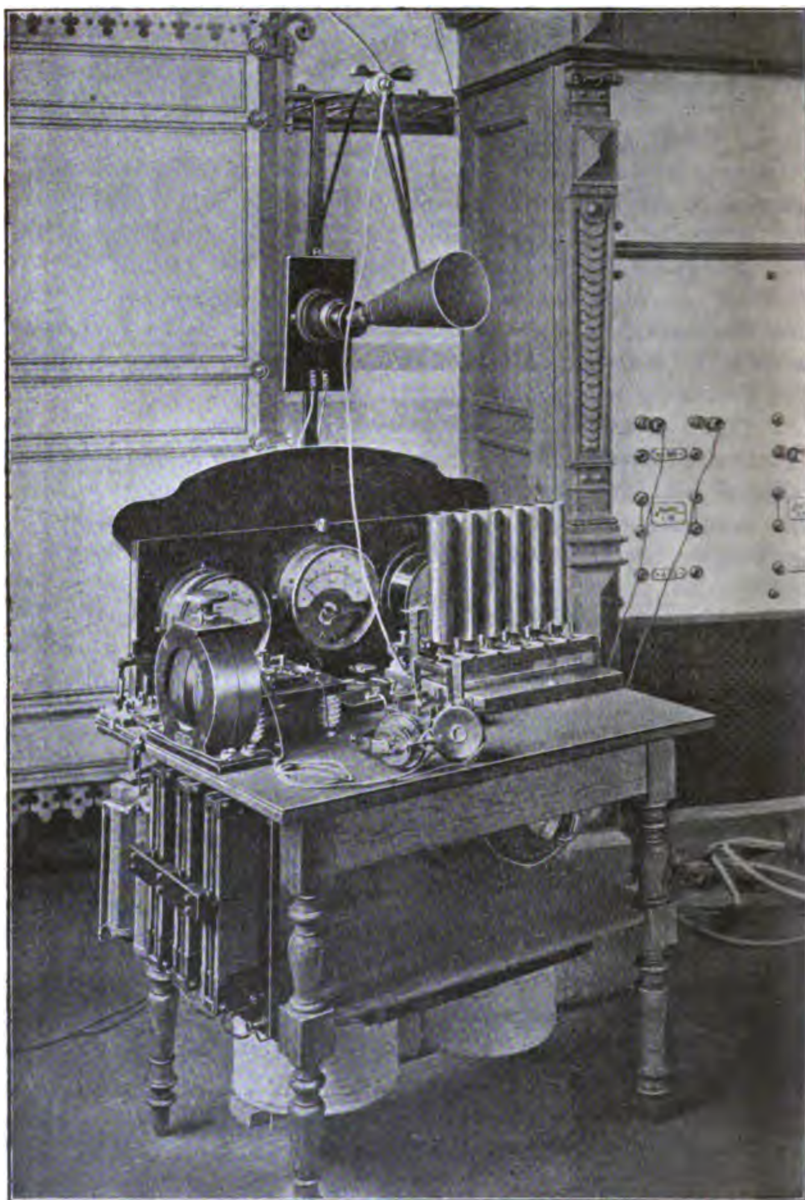


Fig. 2

Dämpfung der Antenne wird dadurch allerdings noch derart vergrößert, daß die Abstimmungsfähigkeit ganz bedeutend geringer wird, als bei einem Empfänger der Funkentelegraphie.

Das bis jetzt von Telefunken erzielte beste Resultat mit drahtloser Telephonie ist die am 15. November 1907 erreichte Verbindung zwischen Berlin und Rheinsberg, Entfernung ca. 75 km; es betrug dabei die Masthöhe 26 m und die aufgewandte Primärenergie 440 Volt und 5 Ampere. Eine bloße Vergrößernng der Maste auf etwa 35 m dürfte die Verständigung über etwa 100 km erreichen lassen.

An und für sich ist der Vermehrung der Energie an der Senderstelle eine sehr enge Grenze gezogen durch das Mikrophon. Es ist noch heute eine ungelöste Aufgabe der Telephontechnik, Mikrophone zu bauen, die beträchtliche Energiemengen aufnehmen können.

Weitere Schwächen der drahtlosen Telephonie liegen erstens in dem Umstande, daß man nicht gleichzeitig sprechen und hören kann, und zweitens in dem fehlenden Anruf. Einen solchen herzustellen mittels eines als Relais ausgebildeten empfindlichen Gleichstrom-Galvanometers, ist zwar leicht, aber ein solches Instrument muß eine derartig hohe Empfindlichkeit besitzen, daß man auf eine genügende Betriebssicherheit nicht rechnen kann. Der Anruf muß also einstweilen noch indirekt drahtlos-telegraphisch geschehen. E.

B.

Kurz vor Redaktionsschluß sendet uns auch noch Herr Poulsen einige Angaben und Illustrationen über die Anordnungen, mit denen er seine jüngsten Erfolge in drahtloser Telephonie über relativ große Entfernungen erzielte.

Zunächst zeigt Fig. 3 das Schema der Sender- (rechts) und Empfänger- (links) Schaltung.

Die Photographie der Fig. 4 veranschaulicht übereinstimmend die wirkliche Apparatur. Die Mikrophone stehen zwischen Sender (rechts) und Empfänger (links); dieselben sind Kohlenkörner-Mikrophone, von denen eine größere Anzahl (6—8) in Serie geschaltet ist. Von den 3 Empfängerkästen enthält der mittelste Kasten die primäre und sekundäre Spule des Empfängerkreises, von denen die eine durch Verdrehung gegen die andere in festere oder losere Koppelung zu dieser gebracht wird, wie es noch besser die fol-

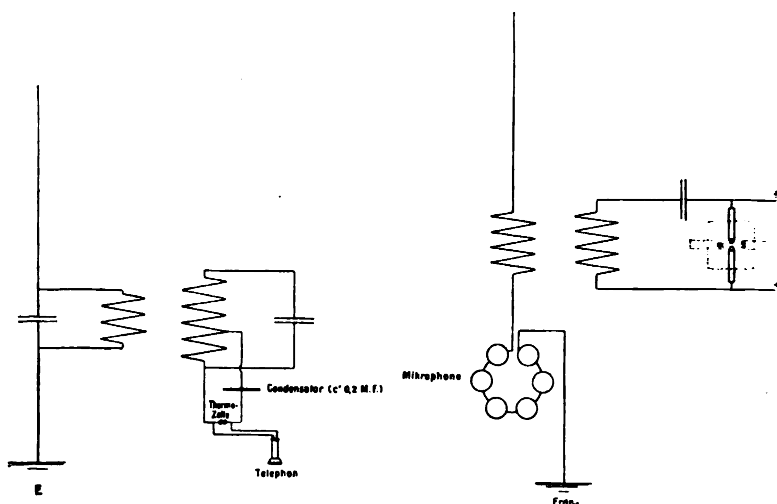

E
Condensator (c' 0,2 M.F.)
Thermo-Zelle
Telephon
Mikrophone
Erde.

Fig. 3.

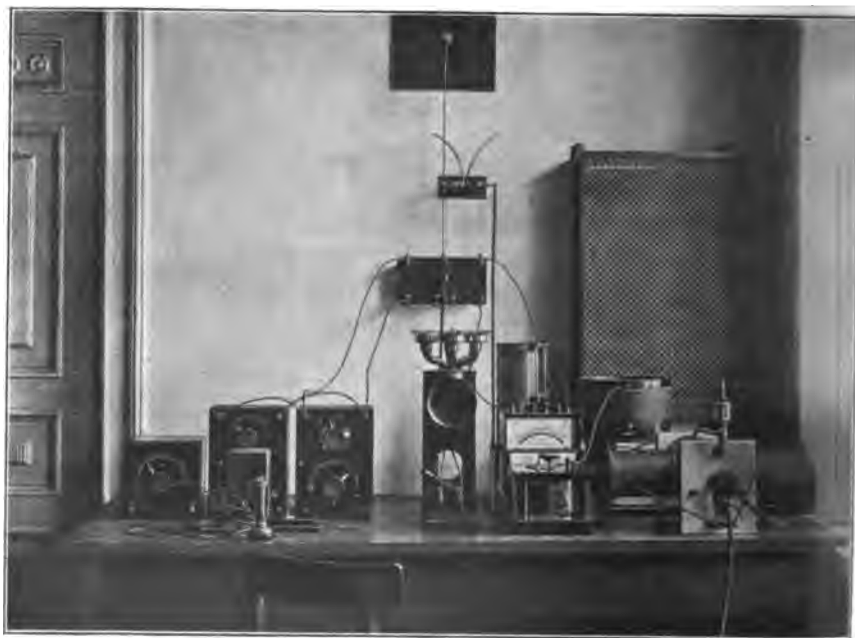


Fig. 4.

gende Abbildung, Fig. 5, erkennen läßt. Als Detektor wird eine Thermozelle (mit Telephon) benutzt, die nach dem Schema der Fig. 3 geschaltet ist. Es entstehen auch hier (durch die schwankende Strahlungsamplitude des Senders) im Thermozellekreis zunächst Widerstandsschwankungen, die proportional sind den Widerstandsschwankungen des Sendermikrophons und die so resultierenden charakteristischen Stromschwankungen reproduzieren dann, wie vorher geschildert, im Telephon die ursprünglichen Sprachlaute. Es wurde reine und deutliche Verständigung erzielt zwischen Esbjerg und Lyngby (ca. 270 km)



Fig. 5.

mit einer primären Energie von 900 Watt bezw. Strahlungsenergie von 300 Watt. Die Masthöhe betrug ca. 60 Meter, die wirksame Wellenlänge 1100—1200 Meter. Ferner ist jüngst auch die drahtlos-telephonische Übertragung des Vortrages eines Grammophons von Weißensee bei Berlin nach Lyngby bei Kopenhagen (ca. 500 km) gelungen.

E.

Neue Methode zur Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen?

Vor kurzem brachten die Tageszeitungen die Nachricht, daß ein Herr von Lepel eine neue Methode erfunden habe, kontinuierliche elektrische Schwingungen zu erzeugen und zwar in viel einfacherer Weise als nach Poulsens Methode. Unsere sofortige Anfrage bei Herrn v. Lepel ist unbeantwortet geblieben, dagegen teilt uns unser Mitarbeiter Herr Dr. Nesper folgendes mit: „Soweit ich unterrichtet bin, besteht die Lepelsche Anordnung aus einer Metallfunkenstrecke

(Zink und Kupfer), welche mit Wechselstrom betrieben wird und wobei der Abstand zwischen den Elektroden ein außerordentlich kleiner ist (ca. 0,5 mm). Zwischen den Metallelektroden soll ein Papier angeordnet sein, welches mit Kohlenwasserstoff getränkt ist. Daß mit dieser Anordnung Schwingungen erzeugt werden können, erscheint mir zweifellos, indessen glaube ich nicht, daß nennenswerte Energiemengen damit in Wirkung gebracht werden können".

Wir werden noch Näheres über praktische Versuche zu erfahren suchen und eventuell im nächsten Heft darüber berichten. E.

Station Knockroe für transatlantische drahtlose Telegraphie nach Poulsen.

Aus Mitteilungen der Amalgamated Radio Telegraph Co. Ltd. bringen wir folgende Angaben. Bei dem Orte Knockroe, an der Küste der Tralee-Bay, befindet sich eine neue Großstation für transatlantische drahtlose Telegraphie nach dem System Poulsen (kontinuierliche Schwingungen erzeugt durch Poulsens Wasserstoff-Lichtbogengenerator) in Bau. Der Ort liegt etwa 13 engl. Meilen nordwestlich von der Stadt Tralee entfernt, mit dem Blick auf den Atlantischen Ozean.

Das gewaltige Luftgebilde, das die Form eines Konus hat und aus 300 Drähten, die eine Fläche von 70 Morgen (acres) überdecken, besteht, wird von 12 Masten getragen. Diese Mastanordnung besteht aus 9 Masten je 70 engl. Fuß hoch auf dem Umfange eines Kreises von 2000 Fuß Durchmesser und 3 großen Masten in den Ecken eines Dreiecks innerhalb dieses Kreises; die 3 letzten Riesenmaste sind je 360 Fuß (also über 110 m) hoch, so daß sie alle bisher angewendeten Masthöhen übertreffen. Fig. 1 zeigt einen solchen Mast auf dem Gerüst vor der Errichtung, Fig. 2 denselben mit dem für die Aufrichtung erforderlichen Hilfsmast und Fig. 3 eine Phase der Aufrichtung dieses Riesenmastes. Die Station besteht aus 4 Gebäuden für die Kraftquelle, die Akkumulatoren und die Räume zur Erzeugung der Schwingungsenergie, zum Telegraphieren usw. Eine Dampfmaschine mit überhitztem Dampf, zwei große und zwei kleinere Dynamos bilden die Kraftstation, wobei die kleineren Dynamos als Felderreger der großen Dynamos und zu Beleuchtungszwecken dienen. Die letzteren speisen den Licht-

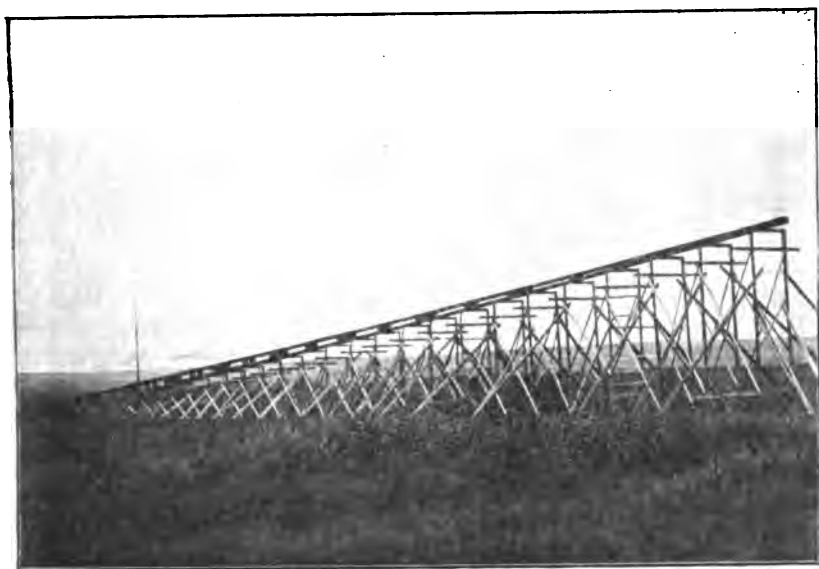


Fig. 1. Der 360 Fuß (engl.) hohe Mast auf dem Gerüst vor der Aufrichtung.

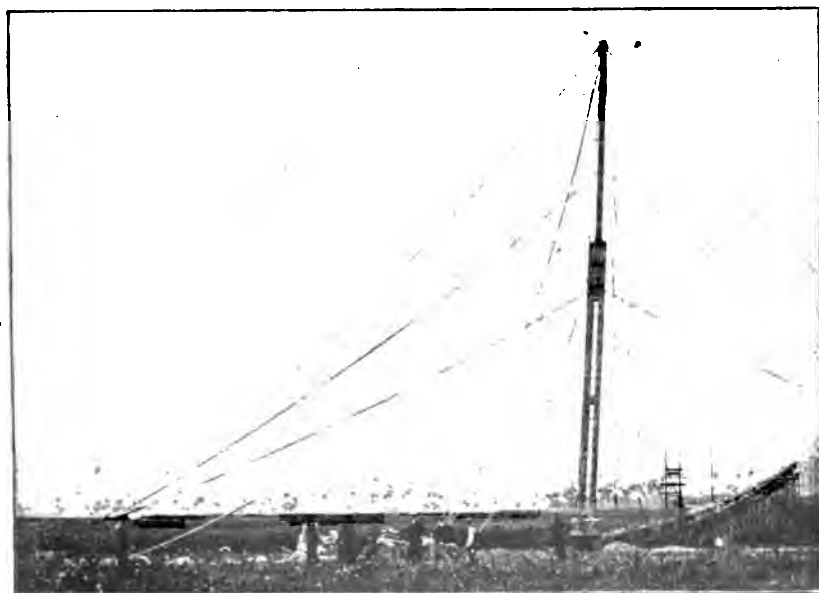


Fig. 2. Der 360 Fuß (engl.) hohe Mast mit Hilfsmast für Aufrichtung.

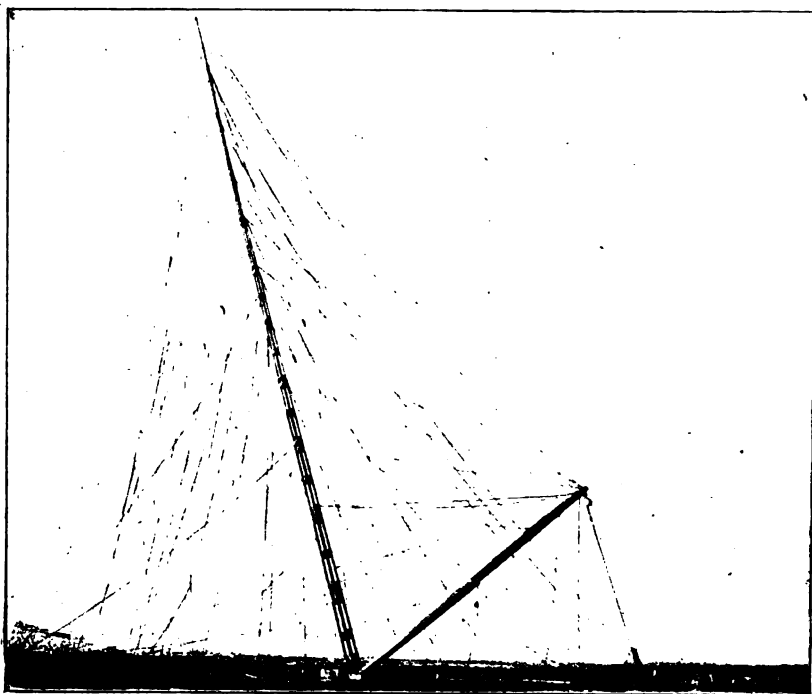


Fig. 3. Der Mast während der Aufrichtung.

bogen des Poulsen-Generators. Die entwickelte vom Luftgebilde abgegebene Strahlungsenergie soll 10—15 Kilowatt betragen. Vermittels der kontinuierlichen Schwingungen dürfte unter normalen Verhältnissen ein Zehntel dieser Strahlungsenergie genügen, um den Atlantischen Ozean zu überbrücken, so daß also ein reichlicher Sicherheitsfaktor veranschlagt ist. Es soll auch an dieser Riesenstation nur ein einziger Generator verwendet werden mit den üblichen Kupfer-Kohleelektroden in Wasserstoff und in einem außergewöhnlich starken transversalen Magnetfeld (10 000 Kraftlinien auf den Quadratzentimeter, so daß der Lichtbogen durch das Magnetfeld über eine Fläche von fast 15 cm Durchmesser ausgebreitet wird). Der Geberschwingungskreis ist wie üblich (vergl. Heft 1, S. 154 ff., Station Lyngby) beschaffen und es ist für möglichst geringe Dämpfung Sorge getragen. Die normale Frequenz ist mit 100 000 per Sekunde vorgesehen, so daß die Wellenlänge 3000 Meter beträgt. Messungen haben eine hohe Konstanz der Frequenz ergeben, da die ermittelten Schwankungen

weniger als $^1/_{3000}$ stel betrugen. Das Luftgebilde ist durch induktive lose Kopplung angeschlossen.

Das Telegraphierprinzip beruht auf Poulsens bekannter Anordnung, die Energie bald auf das strahlende Gebilde, bald auf einen nichtstrahlenden geschlossenen Schwingungskreis einwirken zu lassen; an den Kontakten treten keinerlei Funkenbildungen auf.

In den gleichfalls bekannten Empfangsschwingungskreisen ist die induktive Kopplung sehr lose gehalten; das Dämpfungsdekrement hat sich zu weniger als 0,003 ergeben. Als Empfänger dient Poulsens Tikker entweder mit Telephon oder mit Relais und Morseschreiber, sowie der im 1. Heft d. Jahrb., S. 156 beschriebene photographische Schreiber nach Poulsen.

Aller Voraussicht nach kann der regelmäßige Betrieb der Station Knockroe zum drahtlos-telegraphischen Verkehr mit der Gegenstation in Newfoundland in einigen Monaten schon eröffnet werden und werden wir dann noch photographische Ansichten der inneren Einrichtungen dieser neuen transatlantischen Station bringen sowie über erzielte Resultate berichten. E.

(Eingesandt 19. Februar 1908.)

Photographische Aufnahme elektrischer Wellen.

Von **Josef Rieder.**[1])

Hiermit möchte ich auf eine Erscheinung aufmerksam machen, die, soviel ich weiß, bisher nicht beobachtet wurde, oder falls sie beobachtet worden sein sollte, nicht jene Würdigung gefunden hat, die sie verdient. In der einschlägigen Literatur habe ich auch nicht die geringste Bemerkung darüber gefunden.

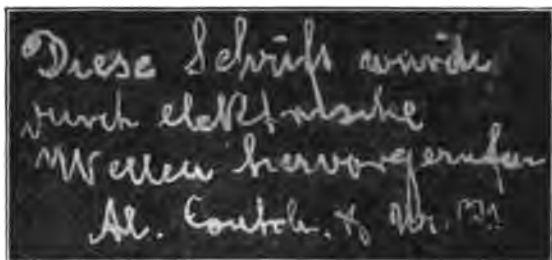
Das erste und heute noch am meisten angewandte Hilfsmittel, elektrische Wellen sozusagen festzuhalten, ist der Kohärer, eine mit Metallpulver gefüllte Röhre, die unter Einfluß der elektrischen Wellen ihren Leitungswiderstand ändert. Die Ursache dieser Erscheinungen ist noch nicht mit Sicherheit erkannt. Man nimmt an, daß durch die Wirkung der Wellen Funken zwischen den Metallspänen überspringen, diese gewissermaßen verschmelzen und so Leitungsbrücken bilden. Ist diese Anschauung richtig, sagte ich mir, so ist es vielleicht möglich,

---

1) Herr Rieder wird über eingehendere Untersuchungen, die bis jetzt noch nicht zum Abschluß gekommen waren, demnächst weiter berichten.
Die Redaktion.

die Funkenbildung bei einer geeigneten Anordnung photographisch festzuhalten.

Zu diesem Zwecke machte ich mit Schellacklösung ein Zeichen auf eine Glasplatte, bestreute es vor dem Eintrocknen mit Aluminiumpulver und brachte diese Vorrichtung unter Lichtabschluß in einer Kassette in Kontakt mit einer hochempfindlichen Bromsilber-Trockenplatte. Dann setzte ich diese Kombination der Wirkung elektrischer Wellen aus. Der Erfolg war ein überraschender. Ich hatte das Zeichen nach der Entwicklung der Platte deutlich fixiert. Anfangs glaubte ich, daß vielleicht das Aluminiumpulver selbst eine Reaktion auf das Bromsilber ausgeübt haben könnte. Nachdem ich aber mehrmals dieselbe Vorrichtung, ohne daß sie von Wellen getroffen wurde, zusammenstellte und auch nicht die Spur eines Bildes bekam, mußte ich wohl glauben,



daß meine Beobachtung richtig war. Nur in einer Hinsicht stimmte meine Beobachtung nicht mit meiner Voraussetzung überein. Ich dachte, das Metallpulver müßte möglichst dicht aufeinander liegen, damit die Wirkung eintreten könnte. Das Gegenteil war der Fall. Wo das Metallpulver am wenigsten dicht lag, war die Belichtung am stärksten. Auch dachte ich, den herrschenden Anchauungen entsprechend, die Vorrichtung müßte erst entfrittert werden, ehe eine neue Lichtwirkung stattfinden könnte. Diese Anschauung war ebenfalls unrichtig. Das Zeichen belichtete, solange es von elektrischen Wellen getroffen wurde und je länger die Einwirkung dauerte, desto intensiver war die Belichtung. Ferner beobachtete ich, daß die Wirkung stärker war, wenn ich die Rückseite des das Zeichen tragenden Glases mit Metall belegt hatte.

Unter Berücksichtigung dieser Beobachtungen konstruierte ich mir nun folgende Vorrichtung: Auf eine angewärmte Glasplatte drückte ich einen Gummistempel ab, auf welchem ich erst eine alkoholische Kolophoniumlösung eintrocknen ließ. Durch die Wärme schmolz das

Harz und blieb auf dem Glase hängen, wodurch ich einen ziemlich präzisen Abdruck erhielt. Nun staubte ich vorsichtig mit Aluminiumpulver ein, erhitzte das Glas neuerdings und staubte dann den Überschuß ab. Die Rückseite des Glases wurde mit einem dünnen Kupferblech versehen und dann in einer lichtsicheren Kassette mit einer Bromsilberplatte in Kontakt gebracht. Als Funkengeber benützte ich eine kleine Influenzmaschine mit 18 cm Scheibendurchmesser, 3 cm Funkenlänge und eine kleine Antenne von 50 cm Höhe. Der Erfolg übertraf alle meine Erwartungen. Die Maschine stand in meiner Wohnung und jemand begab sich mit der Kassette auf die Straße in eine Entfernung von ca. 70 m von der Wohnung. Trotzdem erhielt ich den Abdruck sehr kräftig belichtet. Die Grenze der Reichweite war lange nicht erreicht. Soweit meine bisherigen Versuche. Diese geben mir die Gewißheit, daß wir in meiner Anordnung ein vorzügliches Hilfsmittel vor uns haben, elektrische Wellen nachzuweisen. In erster Linie vermag die Wissenschaft daraus Nutzen zu ziehen. Wir vermögen damit nicht nur das Vorhandensein von Wellen, sondern auch deren Dauer und Intensität graphisch aufzuzeichnen. Um ein Beispiel anzuführen, vermag man den Verlauf eines Gewitters nach Dauer, Zahl und Intensität der Entladungen vollkommen präzis festzuhalten.

Man denke sich zu diesem Zweck eine Glasplatte mit einem Punkt aus Metallpulver, deren Rückseite einen Metallbelag hat, der seinerseits mit einer Antenne in geeigneter Weise leitend verbunden ist. An dem Punkt vorbei streift ein lichtempfindliches Band, das nunmehr in Strichen und Punkten von verschiedener Länge und Intensität den Verlauf des Gewitters festlegt.

Um auf die praktische Seite der Angelegenheit einzugehen, steht wenigstens theoretisch nichts der Annahme entgegen, daß eine ähnliche Vorrichtung Morsezeichen niederzuschreiben vermag. Das fortlaufende lichtempfindliche Band wird so lange durch den Punkt belichtet, als die Antenne von Wellen getroffen wird. Bei entsprechenden Unterbrechungen entstehen Linien und Punkte, die den Morsezeichen entsprechen. Da bei einer solchen Vorrichtung keinerlei empfindliche mechanischen Teile in Frage kommen, so scheint größte Betriebssicherheit garantiert, und da bei der rein chemischen Wiedergabe kein Zeitverlust entsteht, wie beim Entfrittern und mechanischen Schreiben der Zeichen, so dürften in bezug auf Schnelligkeit der Zeichengebung alle derzeit bekannten Systeme übertroffen werden. Bedingung ist dabei nur, daß ein derartiger Empfangsapparat in bezug auf Empfindlichkeit hinter den bekannten Anordnungen nicht zurücksteht.

Aufschluß hierüber können natürlich nur in größerem Maßstabe mit vollendeten Hilfsmitteln angestellte Versuche ergeben.

Sollte sich aber, wie meine mit so primitiven Hilfsmitteln gemachten Versuche hoffen lassen, nicht nur eine gleiche, sondern eine vielfach größere Empfindlichkeit ergeben, so hätten wir nicht nur eine wissenschaftlich interessante Erscheinung, sondern einen wichtigen technischen Fortschritt auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie vor uns. (Eingesandt 11. März 1908.)

Detektoren für elektrische Wellen.

Von **J. S. Sachs.**

(Fortsetzung.)

III. Detektoren, die auf Integraleffekte ansprechen.

Den einfachsten Detektor dieser Art haben wir im Bolometer, dessen Prinzip bereits vorher erläutert wurde: durch einfallende Wellen wird ein Draht erwärmt und die dadurch bedingte Veränderung des Widerstandes gemessen.

Eine andere Methode in der Ausnutzung der Wärme besteht in der Verwendung zweier verschiedener Metalle, die an ihrer Berührungsstelle beim Durchgang des Stromes erwärmt werden und dadurch sogenannte thermoelektrische Ströme erzeugen. Zuerst hat sich wohl Klemenčič dieser Anordnung zum Nachweis elektrischer Wellen bedient (Wied. Ann. **42**, 417, 1891). Fig. 1 zeigt die Konstruktion eines solchen Thermoelementes. Zwei dünne Drähte verschiedener Metalle werden übers Kreuz derart zur Berührung miteinander gebracht, daß das Ende *a* des einen Metalles und das Ende *b* des anderen an ein Galvanometer angeschlossen und die Enden *a'* und *b'* mit dem

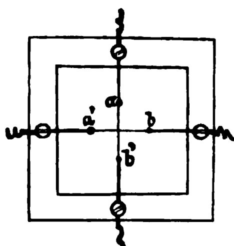


Fig. 1.

Resonator verbunden sind. Gehen in der Richtung $a'b'$ ein Strom oder Schwingungen hindurch, so entsteht an den Enden *ab* eine Potentialdifferenz, die mittels des Galvanometers leicht wahrnehmbar ist.

Thermoelemente werden aus den verschiedensten Metallen hergestellt, ein solches aus Konstantan und Eisen kann ich aus eigener Erfahrung als ziemlich empfindlich empfehlen. Die Kreuzungsstelle wird häufig nicht verlötet, sondern einfach die beiden Drähte fest angezogen. Diese letztere Verbindung ist jedoch nicht sehr empfehlenswert, da sie bei geringster Erschütterung nicht mehr tadellos funktioniert.

Thermoelemente sind im allgemeinen viel weniger empfindlich als z. B. Kohärer oder elektrolytische Detektoren. Um ihre Empfindlichkeit zu erhöhen, werden dieselben in evakuierte Glasgefäße eingeschlossen, wodurch sie um ein Vielfaches gesteigert wird. Von wem der ursprüngliche Gedanke dieser Ausführung stammt, ist mir nicht genau bekannt, ich glaube, daß er im Braunschen Laboratorium in Straßburg entstanden ist.[1])

Fig. 2 veranschaulicht ein solches Thermoelement, wie es Marconi bei einzelnen seiner Versuche benutzt hat und J. A. Fleming im Phil. Mag. **12**, 592, 1906 beschreibt. *ab* ist ein Konstantandraht und führt mittels der Platin- bezw. Kupferdrähte *aO* bezw. *bO* zur Antenne bezw. Erde. In der Mitte des Konstantandrahtes *k* sind ganz kurze Enden von Tellur- bezw. Wismutdraht *ck* bezw. *kd* angelötet. Das Ganze befindet sich in einem evakuierten Gefäße. Die Drähte *cG* und *dG* führen zu einem Galvanometer, das Ausschläge zeigt, sobald der Konstantandraht *ab* von Schwingungen durchströmt wird. Die Anordnung weist nach Fleming keine besondere Empfindlichkeit auf, sei jedoch für quantitative Versuche sehr geeignet.

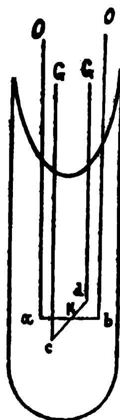


Fig. 2.

In der Praxis der drahtlosen Telegraphie ist m. W. das Thermoelement bisher nicht eingeführt worden, was sich einerseits durch seine relativ geringe Empfindlichkeit, andererseits durch praktische Schwierigkeiten der Aufnahme von telegraphischen Zeichen leicht erklärt. Dagegen sind Thermoelemente für Versuche auch praktischer Natur wohl die besten aller bekannten Detektoren,

1) Der Gedanke, Thermoelemente zu evakuieren zur Steigerung der Empfindlichkeit, stammt wohl von P. Lebedew. Die Konstruktion der jetzt allgemein gebrauchten evakuierten Thermoelemente ist von H. Brandes (Phys. Zs. **6**, 503, 1905) in Straßburg ausgebildet worden. Die Redaktion.

denn der im Stromkreis der Schwingungen eingeschaltete dünne Draht von bekanntem Ohmschen Widerstand kann auch nur als solcher wirken, schafft daher klare eindeutige Verhältnisse, während man dies von Versuchen unter Verwendung anderer Detektoren, nicht behaupten kann.

In neuerer Zeit werden vielfach Detektoren anderer Art benutzt, die gleichfalls auf den Integraleffekt reagieren. Es sind dies die sogenannten magnetischen Detektoren, deren Prinzip auf der bekannten Erscheinung der Hysteresis beruht. Unterwirft man ein Eisenbündel einer zyklischen Magnetisierung, so wird letztere der Änderung des Feldes nicht folgen können und wenn man sich graphisch die Abhängigkeit der Magnetisierung vom Felde aufträgt, so erhält man die bekannte Hysteresisschleife. Das Entstehen dieses Zurückbleibens der Magnetisierung hinter dem magnetisierenden Strome kann man sich auf Grund der Ampèreschen Molekulartheorie etwa so erklären, daß erst eine gewisse Kraft nötig ist, um die Molekularmagnete in ihre richtige Stellung zu bringen, dadurch wird eine Verschiebung zwischen den beiden Funktionen verursacht, und dem jeweiligen Strome wird nicht die ihm zustehende Magnetisierung entsprechen, vielmehr wird letztere immer etwas zurückbleiben. Wenn man aber auf einen der zyklischen Magnetisierung unterworfenen Draht irgendwelche andere elektrische Quelle einwirken läßt, so wird nach dieser Anschauung die Einstellung der Molekularmagnete jedenfalls irgendwie beeinflußt werden müssen, und diese Beeinflussung bleibt auch dann bestehen, wenn es elektrische Schwingungen sind, die auf den Verlauf der zyklischen Magnetisierung einwirken. Darüber, wie sich diese Einwirkung äußert, ist man sich noch nicht ganz einig. Ich halte mich im folgenden an Ch. Maurain (Journ. de Phys. **6**, 5, 1907). In Fig. 3 sei S die Hysteresiskurve. Läßt man auf den magnetisierbaren Kern, der die Kurve S hervorgerufen hat, Schwingungen einwirken, so wird die Kurve der stabilen Magnetisierung Σ erhalten; stabil deswegen, weil für einen bestimmten Kern und für Schwingungen gleicher Form die Kurve stets ihre Form beibehält. Läßt man z. B. die Schwingungen im Punkte A_1 bezw. A_2 einwirken, so wird die Intensität der Magnetisierung sich auf B einstellen, wenn die Schwingungen stark genug

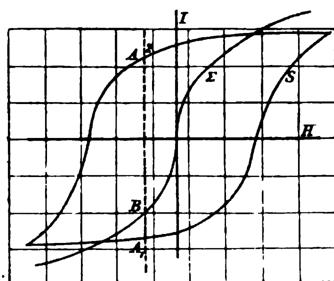


Fig. 3.

waren, um die Wirkung der Hysteresis ganz aufzuheben. Sind sie schwächer, so wird der Punkt A_1 bezw. A_2 nicht ganz die Lage B erreichen, aber immerhin in der Richtung dieses Punktes auf der gleichen Ordinate verschoben. Um große Wirkungen zu erreichen, soll man den Kern möglichst stark magnetisieren und die Schwingungen da einsetzen lassen, wo die Hysteresiskurve am steilsten ansteigt oder abfällt.

Die oben angedeutete Theorie der Molekularmagnete ist selbstverständlich nur eine der Erklärungsmöglichkeiten und es gibt deren verschiedene, die mir aber alle nicht plausibel genug erscheinen. In Wirklichkeit liegt die Sache ähnlich wie beim Kohärer: die Wirkungsweise wird dauernd studiert und ist ziemlich genau bekannt, aber die Ursachen der Erscheinung sind in ein unbekanntes Dunkel gehüllt.

Zuerst war es wohl E. Wilson (Electrician **51**, 1897, 330), der die Beschreibung und Konstruktion eines auf dieser Wirkung beruhenden Detektors gegeben hat. Er wickelte um einen Eisenring eine Drahtspule, die mit Wechselstrom gespeist wurde und dadurch den Ring zyklisch magnetisierte. Über dieser Spule befand sich eine andere kleinere, die mit der Antenne bezw. Erde eines Empfängerapparates verbunden war. Gingen nun durch den Empfänger Schwingungen hindurch, so erlitt die Magnetisierung des Ringes plötzliche Änderungen, die dadurch wahrgenommen wurden, daß in einem Telephon, das an eine dritte gleichfalls auf dem Ringe angebrachte Spule angeschlossen war, knatternde Geräusche entstanden.

Im Jahre 1902 beschrieb Marconi (Proc. Roy. Soc. **70**, 341, 1902) zwei andere magnetische Detektoren, die aus den Figuren 4 und 5 zu ersehen sind. Bei der ersten Form (Fig. 4) dreht sich ein nach abwärts gerichteter Magnet um seine vertikale Achse und erregt bei jedesmaligem Vorbeischreiten an der um einen Eisenkern gewickelten Spule S einen Magnetisierungsstrom, der beim Auffangen von Schwingungen im Drahte A eine Änderung erfährt. Letztere wird im Telephon hörbar.

Beim zweiten Apparat (Fig. 5) bewegt sich ein endloses Eisenband an zwei Magneten vorbei, so daß jeweils andere Stellen des Bandes magnetisiert werden. Das Band wird durch eine Spule bc hindurchgeführt, die an die Auffangeantenne angeschlossen ist. Beim Durchfließen von elektrischen Wellen muß eine Rückwirkung auf die Magnetisierung eintreten und sie wird, wie im vorigen Apparat, durch ein Telephon abgefangen.

Auf einem etwas veränderten Prinzip ist der Detektor von Ewing und Walter (Proc. Roy. Soc. **73**, 120, 1904) aufgebaut.

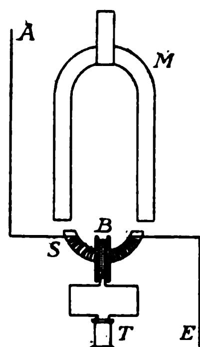


Fig. 4.

M = rotierender Hufeisenmagnet
S = auf Eisenkern gewick. Spule
B = Drahtspule
T = Telephon
A = Antenne
E = Erde

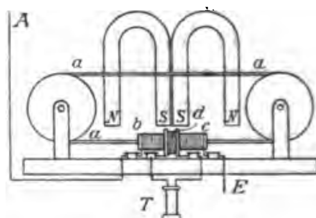


Fig. 5.

aa = Eisenband
bc = Empfängerspule
d = Telephonspule
T = Telephon
A = Antenne
E = Erde

Wird ein Ring in ein rotierendes magnetisches Feld gebracht, so entstehen an den entgegengesetzten Enden des Ringes Pole, die mit dem Felde rotieren müssen, allerdings so, daß sie stets hinter der momentanen Lage der induzierenden magnetischen Pole verbleiben. Der Phasenwinkel dieser Verschiebung zwischen der magnetischen Achse des Ringes und des Feldes ist durch die Größe der Hysteresis bedingt. Sobald aber Schwingungen den Ring treffen, wird sich dieser Winkel ändern müssen.

Aus Fig. 6 ist die Abbildung des Apparates von Ewing und Walter ersichtlich. *MM* ist ein Magnet, mit nach aufwärts gerichteten Polen, der beständig rotiert. *S* eine aus isoliertem Draht gewickelte Spule, die unter Einfluß der Rotation des Magneten die Bestrebung hat, gleichfalls mit zu rotieren; eine Feder hält jedoch die Spule so weit fest, daß sie nur eine ganz bestimmte Ablenkung machen kann, die dem Betrage der normalen Hysteresis entspricht. Gehen durch die Spule, die mit der Antenne verbunden ist, elektrische Wellen, so wird der Betrag der Hysteresis und mit ihr auch der Verschiebungswinkel geändert.

Arno (A. Righi u. B. Dessau, Telegraphie ohne Draht, 1907, 299) benutzt statt eines rotierenden Magneten ein natürliches Drehfeld, indem er drei um 120° verschobene Spulen mit entsprechendem Wechsel-

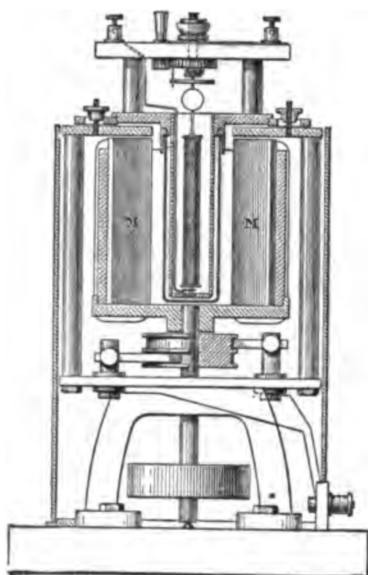


Fig. 6.

strom speist und auf solche Weise eine Art des in der Elektrotechnik bekannten Drehstromes erzeugt.

W. Peukert hat in der Elektrot. Ztschr. 1904, S. 992 einen Detektor beschrieben, der insofern von den bisherigen abweicht, als bei ihm nicht der Magnet, sondern der Eisenkörper rotiert und der Magnet unter dem Einfluß der rotierenden Spule seine Stellung ändert. Fig. 7 u. 8 veranschaulichen den Vorgang.

Der Magnet AB ist um eine horizontale Achse drehbar. Der mit Drahtwindungen versehene Stahlkörper EE rotiert gleichmäßig innerhalb der Pole des Magneten und die Drahtwindungen sind einerseits an die Antenne, andererseits an Erde vermittels Schleifkontakten angeschlossen. Durch die Rotation wird der Körper EE magnetisiert und durch die Magnetisierungs- bezw. Hysteresisarbeit der bewegliche Magnet aus seiner Lage gebracht, wobei er eine ganz bestimmte Stellung einnimmt, die beim Durchgang von Wellen durch den Stahlkörper bezw. dessen Windungen sich ändert.

Gegenüber anderen magnetischen Detektoren weist der Peukertsche den Vorzug auf, daß man mit seiner Hilfe die ankommenden Signale auch niederschreiben kann, während man bei den anderen dieser Art auf das Telephon angewiesen ist.

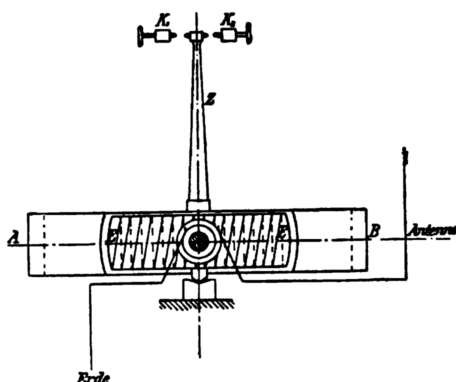


Fig. 7.

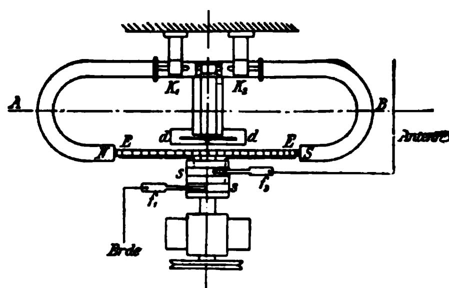


Fig. 8.

Dies wird dadurch erzielt, daß der auch auf der Abbildung sichtbare Zeiger, der an den Magneten befestigt wird, bei der Drehung nach links oder rechts Kontakte bildet.

Als „Thermodetektor Type D. Th. D.“ bringt die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin einen neuen Detektor auf den Markt, der nach seiner Benennung zu urteilen wohl auch in die Klasse der Integraldetektoren gehört.

Zur gleichen Klasse gehören auch alle auf elektrodynamischen Wirkungen beruhenden Wellenempfänger. Das bekannte Flemingsche Galvanometer für Wechselströme ist ein typisches Beispiel für diese Art Apparate.

Von den vielen Abänderungen, denen der Detektor unterworfen wurde, will ich hier noch des Dynamometers von N. Papalexi (Ann.

d. Phys. 14, 756, 1904) Erwähnung tun. An zwei gekreuzten dünnen Stäbchen werden vier kleine Aluminiumblättchen befestigt (Fig. 9), die an einem Draht, der oben einen Spiegel aufweist, aufgehängt zwischen je vier Spulen frei schweben. Die über dem Kreuz befindlichen Spulen können verstellt und dadurch die Empfindlichkeit des Apparates reguliert werden.

Ob der Apparat in die Praxis der drahtlosen Telegraphie eingeführt wurde, ist mir nicht bekannt.

N. Vasilesco Karpen hat im Jahre 1904 der Pariser Akademie der Wissenschaften ebenfalls einen ähnlichen Detektor vorgeführt. Seine

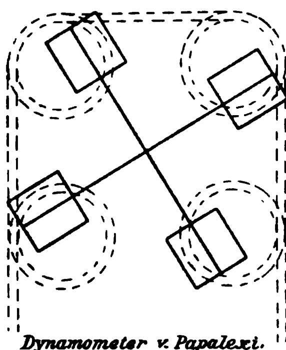


Fig. 9.

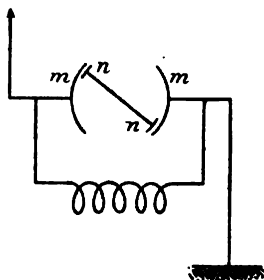


Fig. 10.

Konstruktion ist aus Fig. 10 zu entnehmen. Eine Aluminiumnadel mit zylindrisch gebogenen Segmenten *nn* bewegt sich zwischen zwei gleichfalls zylindrischen Flächen *mm*, die durch Selbstinduktionsspulen miteinander verbunden und andererseits an die Antenne bezw. Erde angeschlossen sind.

IV. Sonstige Detektoren.

Gleich am Anfang dieser Abhandlung haben wir die Zehndersche Röhre kennen gelernt, deren Prinzip darin beruht, daß eine stark evakuierte Röhre in dieser oder der anderen Art zum Nachweis von elektrischen Wellen benutzt wird. Für Laboratoriumsversuche werden diese Vakuumlampen vielfach mit Erfolg gebraucht, in der Hauptsache da, wo es sich um qualitative Messungen handelt.

Im Jahre 1890 machte Fleming (The Principles of Electric Wave Telegraphy, Longmans & Co., London 1906, S. 399) die Ent-

deckung, daß auch eine gewöhnliche Glühlampe mit Erfolg für die gleichen Zwecke brauchbar sei. Er fand nämlich, daß wenn man in einer Glasbirne außer dem Kohlefaden auch noch eine andere metallische Elektrode befestigt und den Faden zum Glühen bringt, durch den evakuierten Raum der Birne sich leicht Schwingungen übertragen. Fig. 11 zeigt schematisch die Konstruktion und Fig. 12 die Schaltung einer solchen Lampe. Der prinzipielle Unterschied zwischen einer Vakuumlampe und der hier beschriebenen von Fleming beruht darauf, daß letztere nur Schwingungen nach einer Richtung hin durchläßt. Man kann also diese Schaltung auch mit Erfolg als Gleichrichteapparat für Wechselströme verwenden.

Die Anordnung selbst erinnert an die Wehneltsche Ventilröhre und beruht auf der Eigentümlichkeit einer Lampe, von der Kathode

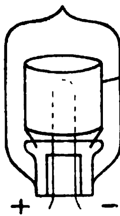


Fig. 11.

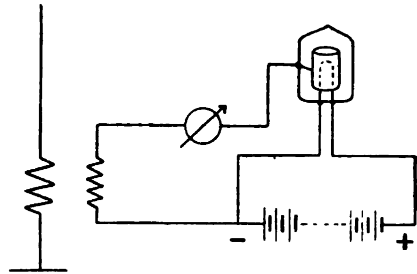


Fig. 12.

Kohleteilchen abzuschleudern, die einen Strom in der Richtung von dem negativen Pol aus ermöglichen, während in der entgegengesetzten Richtung der Strom nicht zustande kommen kann.

Eine ähnliche Ventilwirkung hat F. Braun (Elektrot. Ztschr. 1906, S. 1199) an einer Reihe von Körpern beobachten können, die nicht dem Ohmschen Gesetze folgen, dem ja bekanntlich auch Gase nicht gehorchen. Das Wesentliche der von Braun schon im Jahre 1874 gemachten Beobachtung besteht darin, daß wenn man durch so einen Körper Strom hindurchschickt, sein Widerstand sich mit der Stromstärke ändert und meistens von der Richtung des Stromes abhängig ist. Unter verschiedenen Körpern dieser Art hat sich Psilomelan als besonders gut geeignet zur Konstruktion eines Detektors auf dieser Basis erwiesen und die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, welche den Braunschen Gedanken aufgegriffen und bedeutend verbessert hat, bringt einen solchen Detektor unter dem Namen „Psilomelandetektor“

auf den Markt. Da die Wellenempfänger dieser Art einen großen Ohmschen Widerstand aufweisen, so war es zunächst nötig, um eine brauchbare Empfindlichkeit zu erreichen, besondere Schaltungen zu erdenken. Den Bemühungen der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie ist dies gelungen, denn der Empfänger besitzt jetzt eine Empfindlichkeit, die derjenigen der elektrolytischen Zelle entspricht.

An sich haben alle Empfänger, die auf der Basis der Ventilwirkung beruhen, den sehr großen Nachteil, daß sie nur auf einen Teil der ankommenden, bezw. aufgefangenen Energie reagieren, während der andere Teil nutzlos verloren geht. Da das Bestreben der drahtlosen Telegraphie aber immer sein wird, mit möglichst geringen Energiemengen zu arbeiten, so darf man wohl sagen, daß alle Detektoren dieser Art in ihrer jetzigen Form nur ein Provisorium und einen Notbehelf bilden.

Von anderen sonst in der Physik häufiger benutzten Apparaten wird auch das Kapillarelektrometer zum Nachweis elektrischer Wellen verwendet. Bekanntlich kommt in einem derartigen Elektrometer die Kapillarspannung einer Quecksilbersäule in Verbindung mit verdünnter Schwefelsäure zur Anwendung und wir haben es hierbei mit äußerst komplizierten Vorgängen, die z. T. ins Gebiet der Elektrolyse fallen, zu tun. Jedenfalls reagiert ein Kapillarelektrometerdetektor in erster Linie auf Spannung.

Andrew Plecher (Elektrot. Ztschr. 1904, 127), sowie Armstrong und Orling (Elektrot. Ztschr. 1904, 863 und 1906, 385) haben besonders sinnreiche Konstruktionen erdacht, die mit Hilfe des Elektrometers auch für die praktische drahtlose Telegraphie verwendbar sind.

Abgesehen davon, daß wir über die Vorgänge in einem Elektrometer nur wenig Positives wissen, haftet den auf dieser Grundlage erdachten Detektoren vorläufig wenigstens der Nachteil äußerster Bruchempfindlichkeit, wodurch sie für praktische Zwecke schwerlich weitere Verbreitung erfahren werden.

Überblickt man die große Zahl der allein hier beschriebenen Detektoren — und auf jedem Prinzip basieren deren noch sehr viele andere —, so muß man staunen über die Masse der Intelligenz und Arbeit, die diesem Gebiete gewidmet wurden. Mit Stolz darf darauf hingewiesen werden, wieviel in der relativ kurzen Zeit geleistet wurde. Sind es doch erst 20 Jahre her, seitdem Heinrich Hertz uns das ganze Gebiet erschlossen und nicht viel mehr als 10 Jahre verflossen, seitdem Marconi durch seine ersten Versuche der drahtlosen Über-

mittlung von Zeichen alle diese Fragen auch auf das technische Gebiet hinübergespielt hat.

Andererseits wird man sich aber auch sagen müssen, daß derselbe Umstand, auf den wir mit Stolz blicken, uns zugleich die Unzulänglichkeit unseres heutigen Wissens und Könnens offenbart, denn es dürfte jedem Unbefangenen ohne weiteres einleuchten, daß es unmöglich so viele auf so von Grund aus verschiedenen Prinzipien aufgebaute wirklich gute Detektoren geben kann, wenn man nur mit einer Art von Wellen operiert.

Wie in so vielen anderen Zweigen der Wissenschaft und der Technik wird auch auf diesem Gebiete nach vielem Tasten und Suchen erst die Zeit kommen, in der man mit vollem Bewußtsein und mit voller Erkenntnis dessen, was eigentlich anzustreben sei, arbeiten können wird. Vorläufig befinden wir uns in dem Zeitpunkt des überhasteten Arbeitens, in der Periode, wo das heute als glänzend Gepriesene morgen zum alten Eisen geworfen wird. Wenn diese Überhastung auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie vielleicht etwas schärfer zum Ausdruck kommt als auf anderen Gebieten der Forschung, so ist das leicht begreiflich, handelt es sich doch hier nicht nur um rein wissenschaftliche Fragen, sondern unter Umständen auch um ungeheure materielle Interessen.

Zu Anfang dieses Aufsatzes habe ich bereits darauf hingewiesen, daß es eine allgemeingültige Theorie von Detektoren vorderhand nicht gibt und dieser Mangel wird sicher so lange bestehen bleiben, bis man wenigstens zwei wichtige Fragen gelöst hat.

Zunächst weiß man noch immer nicht, für welche Art von Wellen der Detektor zu bauen sei. Man darf wohl als sicher annehmen, daß je nach der Höhe der Dämpfung sich ein anderes Detektorprinzip als das beste erweist, vermutlich wird aber auch die benutzte Wellenlänge nicht ohne Einfluß auf die Wahl des Detektors sein. Die Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen ist erst vor ganz kurzer Zeit gelungen, für die meisten praktische Zwecke werden wohl diese die Herrschaft erringen. Wie aber die einzelnen Detektoren sich gegenüber diesen kontinuierlichen Schwingungen verhalten, ob da qualitative bezw. quantitative Verschiedenheiten zu verzeichnen sind, darüber hat, soviel mir bekannt, in der wissenschaftlichen Literatur noch gar nichts verlautet.

Dann aber ist unser Wissen über die meisten Detektoren noch so mangelhaft, daß man gar nicht übersehen kann, welche Überraschungen uns noch bei Vertiefung unserer Kenntnisse bevorstehen.

Wollte man sich sozusagen ein Ideal eines Detektors bilden, so müßte man vor allem verlangen, daß er physikalisch genau definiert, d. h. daß man in der Lage sei, die durch seine Einschaltung hervorgerufene Veränderung im ganzen Gebilde des Empfängers genau zu bestimmen und im voraus zu berechnen. Diesem Verlangen aber entspricht außer dem Thermoelement und z. T. dem Bolometer kein weiterer Detektor. Wie wenig empfindlich aber und daher auch wenig brauchbar gerade diese beiden Methoden für praktische Zwecke der drahtlosen Telegraphie sind, haben wir vorhin gesehen. Es wird daher noch viel intensive rein wissenschaftliche Arbeit nötig sein, bevor auch die praktische drahtlose Telegraphie auf sicheren Füßen steht. Und es wird auch tatsächlich dauernd auf diesem Gebiete weiter gearbeitet und fast jedes Heft der vielen physikalischen Publikationen bringt interessante neue Ergebnisse z. T. theoretischen, z. T. praktischen Charakters. Über diese neu erscheinenden Arbeiten werde ich hier weiter fortlaufend berichten.

(Fortsetzung folgt.)

(Eingesandt 25. Oktober 1907.)

Patentschau.

Von Erich F. Huth.

Eine gerichtete drahtlose Telegraphie ist Gegenstand der beiden D.R.P. Nr. 187 944 und 187 945 der Marconi-Wireless-Telegraph-Co. In dem ersten wird ein gerichteter Sender angegeben. An Stelle des vertikalen Luftleiters wird ein horizontaler verwendet, welcher in verstärkten Maße die von geneigten Antennen bereits bekannte Eigenschaft besitzt, Schwingungen auszusenden, deren Intensität in der zur Neigung entgegengesetzten Richtung am größten ist. Das letztere Patent beschreibt eine horizontale Empfangsantenne. Der Patentanspruch lautet: „Empfänger für drahtlose Telegraphie mit wagerechter Antenne in einer durch die Sendestation gehenden senkrechten Ebene dadurch gekennzeichnet, daß das mit dem Detektor verbundene Ende der Antenne mit Erde verbunden ist und näher der Sendestation als das Gegenende liegt".

Im D.R.P. Nr. 190 475 hat Otto Scheller einen Drehkondensator beschrieben, siehe Fig. 1, dessen Welle durch zwei Gruppen halbkreis-

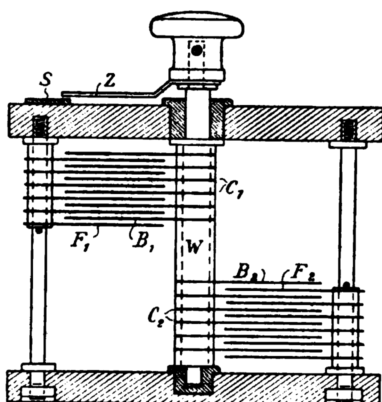


Fig. 1.

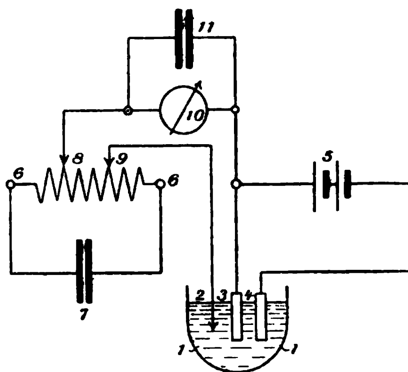


Fig. 2.

förmiger Platten symmetrisch belastet ist. Man erreicht hierdurch einen gleichförmigen leichten Gang der Welle. Ferner besitzt der Kondensator die für die Montage sehr wichtige Eigenschaft, in jeder Lage und bei Erschütterungen seine Einstellung zu behalten.

Der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie ist im D.R.P. Nr. 190 639 eine elektrolytische Zelle mit drei Elektroden geschützt.

In Fig. 2 liegt an den Elektroden 3 und 4 die Lokalbatterie 5. Die Elektroden 2 und 3 sind unter Zwischenschaltung eines Indikationsinstrumentes 10, zu welchem ein Kondensator parallel liegt, von der Selbstinduktion des Empfangsschwingungskreises 6 abgezweigt. Auf diese Weise 'gelingt es, den Dauerstrom, welcher bei einer Zelle mit zwei Elektroden — man denke sich Elektrode 3 fort — das Indikationsinstrument durchfließt, praktisch auf Null zu bringen.

Der Patentanspruch des D.R.P. Nr. 191 074 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, einen Fritter betreffend, lautet: „Mit unendlich großem Anfangswiderstand arbeitender Fritter für drahtlose Telegraphie, gekennzeichnet durch die Herstellung der einen Elektrode und des Füllpulvers aus einem edlen, nicht oxydierbaren Metall oder einer Legierung solcher Metalle in Verbindung mit einer Gegenelektrode aus Aluminium“.

Valdemar Poulsen beschreibt im D.R.P. 191 094 eine Sendemethode für Lichtbogen-Generatoren, welche darin besteht, daß zum Zeichengeben der Elektrodenabstand vergrößert bezw. verkleinert wird. Es wird hierbei die Eigenschaft des Lichtbogens benutzt, nur bei einer bestimmten Bogenlänge Schwingungen zu geben und darüber hinaus

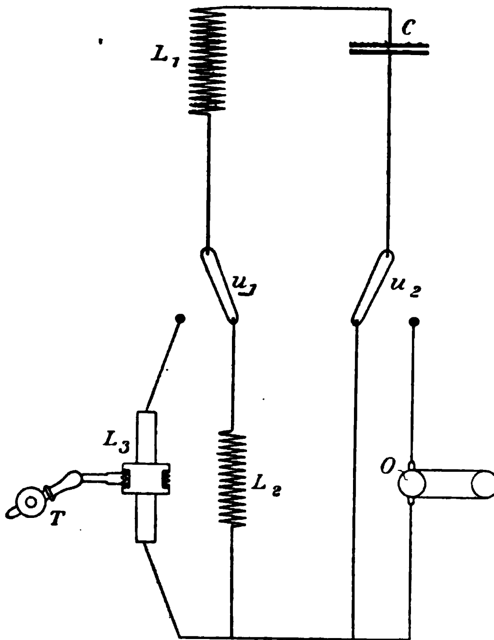


Fig. 3.

inaktiv zu werden. Man hat dabei den Vorteil, den Lichtbogen stets brennend erhalten zu können.

Eine Empfangsschaltung, bei welcher mit demselben Empfangskreis gleichzeitig verschiedene Detektoren benutzt werden können, ohne seine Abstimmung zu ändern, gibt die Amalgamated Radio Telegraph Company im D.R.P. Nr. 191 095 an. In Fig. 3 ist L_3 ein magnetischer Empfänger und O ein Thermoelement. CL_1L_2 ist der Empfangsschwingungskreis. U_1 und U_2 sind Schalter. Man kann entweder L_3 oder O zum Empfang benutzen. Schaltet man den magnetischen Empfänger L_3 ein, welcher eine hohe Selbstinduktion besitzt, so wird die Abstimmung des Kreises nicht geändert, weil durch die Schalter U_1 eine ihm gleiche Selbstinduktion L_2 ausgeschaltet wird. Bei Einschaltung des Thermoelementes O findet eine Verstimmung nicht statt, weil solche Detektoren eine zu vernachlässigende Kapazität und Selbstinduktion haben.

Ist beispielsweise wenig Energie vorhanden, so kann man mit dem Telephonempfänger L_3 allein arbeiten und die Schwingungszahl der ankommenden Wellen bestimmen; hat man mehr Energie, so ist

man in der Lage, sie quantitativ mit *O* zu messen und die Dämpfung zu bestimmen, wobei jedesmal der erste benutzte Detektor zur Vermeidung von Verlusten abgeschaltet werden kann.

Das D.R.P. 191 930 von Otto Scheller handelt von einer veränderlichen Selbstinduktion nach dem Variometerprinzip. In Fig. 4 stellen S_1 und S_2 zwei Spulen, welche in bekannter Weise hintereinander oder parallel geschaltet sind, dar. Aus den Feldern der

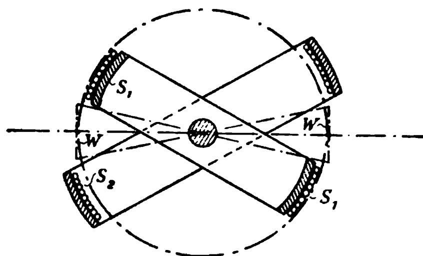


Fig. 4.

Spulen resultiert eine gewisse Selbstinduktion, welche durch Verdrehen der Spulen variiert werden kann. Um zu verhindern, daß die Richtung des resultierenden Feldes bei Drehung der Spulen sich ändert, wie dies bei den bisher verwendeten Konstruktionen geschah, sind beide Spulen S_1 und S_2 durch ein Wendegetriebe *W* verbunden, so daß sich stets beide in entgegengesetzter Weise um den gleichen Winkel drehen.

Gleichfalls von Otto Scheller ist das D.R.P. 192 524, welches einen Sender für gerichtete Strahlentelegraphie betrifft. Er benutzt die Vorteile ungedämpfter Schwingungen, welche gestatten, den Energie-

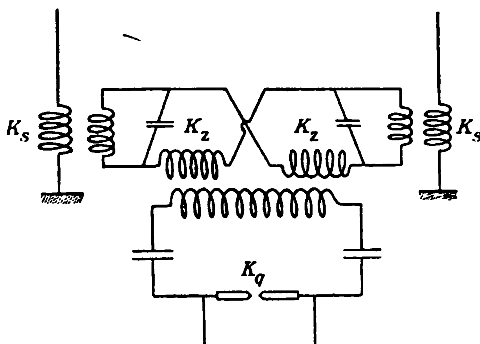


Fig. 5.

transport von einem Strahlungssystem in das andere weniger verlustreich zu machen, als es bei der Funkentelegraphie möglich ist. In Fig. 5 stellt K_q eine Quelle ungedämpfter Schwingungen dar; diese werden auf einen Zwischenkreis K_x übertragen. Die Drahtführung und Kapazitätsverteilung von K_x ist eine solche, daß seine Strahlung und Dämpfung ein Minimum ist. Außerdem befindet sich K_x in Resonanz mit K_q. Mit dem Zwischenkreis sind verschiedene Sender so gekoppelt, daß sie in einer gewünschten Phase strahlen, so daß durch ihre Interferenzwirkung eine Strahlung mit bevorzugter Richtung zustande kommt. Da K_x ungedämpft schwingt, die Dämpfung des Systems der Hauptsache nach aber in dem strahlenden Sender K_s liegt, spielt die Kapazität von K_x nur noch eine untergeordnete Rolle. Die in K_x schwingende Energie wird so lange steigen, bis die von K_s ausgestrahlte gleich der von K_x zugeführten wird.

Das D.R.P. Nr. 193 327 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie sei der Kuriosität halber hier angeführt. Der Patentanspruch lautet: „Ein Verfahren zur Erzeugung elektrischer hochfrequenter Wechselströme oder Schwingungen vermittels einer Schaltung nach Art der Duddell- bezw. Simon-Anordnung, dadurch gekennzeichnet, daß der Lichtbogen oder Ersatz desselben in eine Atmosphäre von indifferenten Gasen der Argongruppe oder Edelgasen, z. B. Helium oder deren Verbindungen oder Gemische, mit anderen Gasen brennt".

Bei Verwendung von Helium würde für einen kleinen Generator von etwa 200 km Reichweite die Betriebsstunde ca. 14000 Mk. kosten.

Im D.R.P. Nr. 193 328 von Dr.-Ing. Berthold Monasch wird zur Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen die kritische Zone vorgeschlagen. Diese vom Erfinder am Wechselstromlichtbogen zwischen Metallelektroden beobachtete Zone besteht in atmosphärischer Luft, während eines gewissen Bogenlängenbereiches für kleine Bogenlängen. Sie hat die Eigentümlichkeit, daß in ihr der Lichtbogen von schnellen elektrischen Schwingungen durchflossen wird. Es kann daher ein Metallichtbogen in der kritischen Zone als Quelle elektrischer Schwingungen verwendet werden.

Eine Empfangsschaltung mit lose gekoppeltem Indikatorkreis von großer praktischer Bedeutung beschreibt die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie im D. R. P. Nr. 191 478.

In Fig. 6 ist *a* der Luftleiter, mit welchem der Indikatorkreis *d e g* konduktiv gekoppelt ist. Die lose Kopplung wird dadurch erreicht, daß nur ein Teil der Spule des Empfangsluftleiters mit einem Teil der durch die Spule *c* und durch die Spule *d* gebildeten

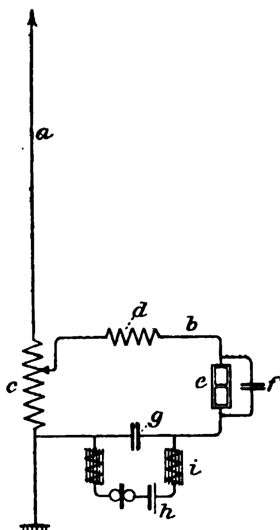


Fig. 6.

Selbstinduktion des Indikatorkreises gemeinschaftlich wirkt. Parallel zu dem Kohärer *e* ist ein Kondensator *f* geschaltet, durch welchen die Kapazität des Indikatorkreises auf mindestens den zweifachen Betrag der Kapazität des Kohärers gebracht wird. Hierdurch wird erreicht, daß bei Verwendung eines Kohärers die durch die Kapazitätsvariationen des Fritters hervorgerufenen Wellenänderungen unwesentlich werden und andererseits bei Verwendung eines elektrolytischen Detektors der größte Teil der Schwingungsenergie durch den Kondensator geleitet wird und durch den Detektor nur so viel, als zu seinem Ansprechen benötigt wird. Eine Energievergeudung durch den großen Widerstand der Zelle tritt daher nicht ein.

Außerdem findet eine Herabsetzung des Widerstandes im Indikatorkreise dadurch statt, daß der Querschnitt des für die Selbstinduktionsspule benutzten Drahtes entsprechend vergrößert wird, und um Wirbelstromverluste zu vermeiden, aus einer vielfach unterteilten Litze hergestellt wird.

Das D. R. P. Nr. 193383 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie betrifft einen wellenempfindlichen Detektor. In Fig. 7 ist *a* der Luftleiter, *b* die primäre Transformatorspule, *c* ein variabler Kondensator und *d* die Verbindung nach Erde oder Gegengewicht. Im Sekundärkreis ist die Transformatorspule *e* mit dem Serienkondensator

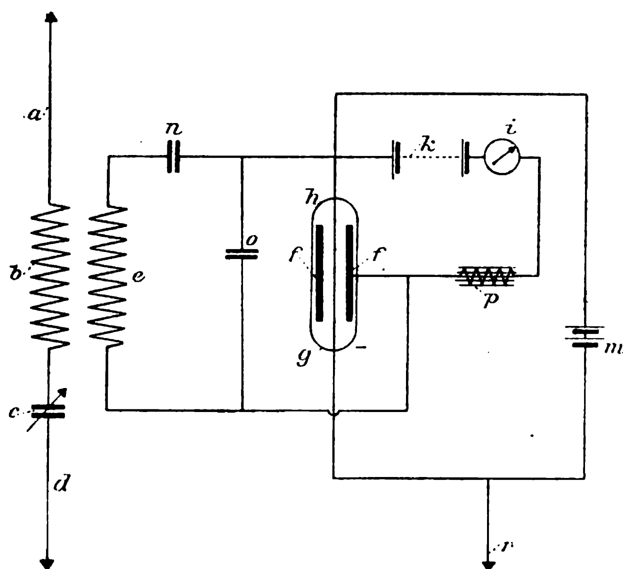


Fig. 7.

m und dem Parallelkondensator *o*, der Hilfsspannungsquelle *k*, dem Indikator *i* und der Drosselspule *p* verbunden. Der Detektor besteht aus einer Röhre *g*, welche mit Gas oder Metalldampf gefüllt ist. Die Röhre besitzt eine drahtförmige Kathode *h* und eine röhrenförmige Anode *f*. Die Kathode *h* ist zweckmäßig mit dem Oxyd eines Erdalkalimetalles oder Kohle versehen und wird durch eine Heizstromquelle *m* zum Glühen gebracht, wodurch negative Ionen abgeschleudert werden und eine Stromleitung von der kalten Anode nach der heißen Kathode hin stattfindet. Unter dem Einfluß elektrischer Wellen wird die Leitfähigkeit der Dampfstrecke und damit der von der Hilfsspannung *k* gelieferte Strom geändert. Die Intensitätsänderung wird durch den Indikator *i* (Telephon) kenntlich gemacht.

Eine Sendemethode beschreibt Valdemar Poulsen in seinem D. R. P. Nr. 193391. In Fig. 8 sind *a* und *b* die Speiseleitungen für Gleichstrom, *d* eine Selbstinduktion, *e* ein elektrischer Lichtbogen, *f* die Selbstinduktion des Schwingungskreises und *c* ein Kondensator. Der Lichtbogen *e* befindet sich in dem vom Rohr *g* ausströmenden wasserstoffhaltigen Gas. Wird dieses intermittierend mittels eines Telegraphenschlüssels zusammengedrückt, oder wird dem Gas in anderer Weise der Zutritt gesperrt, z. B. mittels eines Hahnes, Ventils oder

dergl., so können hierdurch Signale erzeugt werden, indem das System, sobald die Zufuhr von wasserstoffhaltigem Gas aufhört, auch keine Schwingungen mehr aussendet.

Die C. Lorenz Aktiengesellschaft gibt im D. R. P. Nr. 194410 eine Prüfvorrichtung für Schwingungssysteme an, welche mit wenig gedämpften Schwingungen arbeiten. Es bezeichnet in Fig. 9 *a* eine Selbstinduktion, *b* eine Kapazität, *c* eine Stromquelle. Diese bilden den geschlossenen Schwingungskreis, welcher ungedämpfte Schwingungen liefert, die mittels des Unterbrechers *d* hervorgerufen werden. Parallel zum Unterbrecher ist ein Telephon *g* geschaltet. Dies zeigt die durch

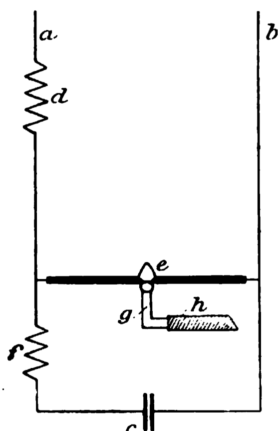


Fig. 8.

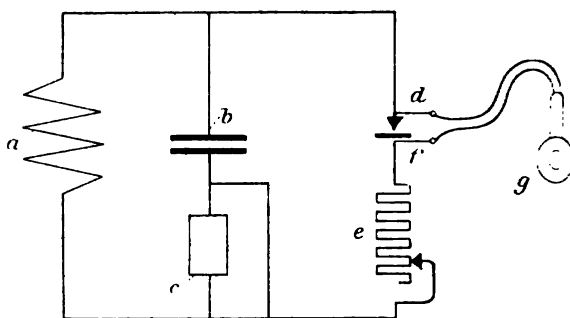


Fig. 9.

den Unterbrecher erzeugten Schwingungen an und weist so das Vorhandensein der beabsichtigten Schwingungen im Schwingungskreise nach. Man kann so beim Nichtfunktionieren der Vorrichtung, wenn man sie beispielsweise zum Erregen von Luftleitergebilden verwendet. leicht feststellen, ob dies von der Empfangsvorrichtung selber oder vom schwach gedämpften Schwingungssystem herrührt.

Im D. R. P. Nr. 194818 gibt die Amalgamated Radio Telegraph Company eine Bogenlampe zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen an, bei welcher die Kühlung der Elektroden dadurch erreicht ist, daß ihre Oberfläche durch Ausbildung als Rippenkörper oder in sonst geeigneter Weise entsprechend vergrößert wird.

(Fortsetzung folgt.)

(Eingesandt 29. Februar 1908.)

Vom IV. Heft ab wird Herr Dr. Karl Bangert (Charlottenburg) fortlaufende Sammelreferate über ausländische Arbeiten unseres Gebietes bringen, wodurch wir vielfachen in dieser Hinsicht geäußerten Wünschen entsprechen. Die Redaktion.

Literaturverzeichnis.

Baldwin, J. M., Proc. Phys. Soc. **20**, 391, 1907. The behaviour of iron under small periodic magnetising forces.

Barrecu, P., Atti Ass. Elettr. Ital. **11**, 496, 1907. Ref. in Electrician **60**, 522, 1908. The working of Poulsen's Wave-Generator.

Battelli, A., Phys. Zs. **8**, 809, 1907 u. **9**, 154, 1908 (vergl. Sommerfeld, ebenda **8**, 805, 1907). Theoret. u. experiment. Untersuchungen über den elektr. Leitungswiderstand der Solenoide für Ströme hoher Frequenz. Vergl. Atti d. Real. Acc. dei Lincei **17**, 61, 1908 und Journ. de Phys. **7** (4), 62, 1908.

Beaupré, J. de, La Lum. él. **1** (2), 75, 1908. Résultat des essais effectués avec le nouveau matériel radiotélégraphique de la marine de guerre.

Bellini, E. u. **Tosi, A.,** Electr. World **50**, 1203, 1907 u. Electr. Engineering 14. Novbr. 1907. A directive system of wireless telegraphy.

Benischke, G., Elektrot. u. Maschinenbau. Heft 33, 1907. Resonanz unter dem Einflusse von Wirbelströmen u. Hysterese.

— — Phys. Zs. **8**, 924, 1907. Über das Sprühen von Kondensatoren.

— — Elektrot. Zs. **29**, 71, 1908. Spannungsabfall u. Streuung von Transformatoren.

Bernbach, Elektrot. Zs. **29**, 40, 1908. Ist der Blitz eine oszillatorische Entladung?

Berndt, G., Ref. aus Elektrot. Zs. 21. XI. 1907 u. Elektrot. u. Masch. **25**, 980, 1907. Ein selbstzeigendes Vakuum-Meßinstrument (als Hitzdrahtmeßgerät speziell für Hochfrequenzströme).

Bethenod, J., L'Écl. él. **53**, 377, 454, 1907 (vergl. ds. Jahrb. **1**, 316, 1907). Sur le transformateur à résonance.

Blondel, A., Elektrot. u. Masch. **25**, 981, 1907. Ein Wechselstromgenerator für funkentelegr. Sendestationen.

— — Journ. d. Phys. **7**, 89, 1908. Sur le réglage des transformateurs à la résonance pour la production des décharges disruptives.

Boulanger, J. et **Ferrié, G.,** La télégraphie sans fil et les ondes électriques. Nancy et Paris 1907.

Bradfield, W. W., Electr. World **50**, 955, 1907. The wireless transatlantic station at Glace Bay (Marconi).

Braun, F., Ref. in La Revue él. **9**, 70, 1908. Application du tube de Braun (à l'étude de l'arc, des fers et des diélectriques).

Cady, W. G. u. **Arnold, H. D.,** Phys. Zs. **8**, 890, 1907. Über den elektr. Lichtbogen zwischen Metallelektroden. (Vergl. Electrician **60**, 298, 371, 407, 1907).

Campbell, A., Phil. Mag. **15**, 155, 1908. On the use of variable mutual inductances. (Vergl. auch Electrician **60**, 626, 641, 1908 u. L'Écl. él. **53**, 467, 1907 u. ds. Jahrb. **1**, 316, 1907).

Campos, G., L'Écl. él. **53**, 208, 1907. Sur les résultats de l'application du circuit de Duddell à la télégraphie et à la téléphonie sans fil et sur quelques perfectionnements possibles. (Vergl. auch Zs. für Schwachstromtechnik, Heft 23, S. 450, 1907 u. L'Electricien **34**, 392, 1907 u. Schweiz. Elektrot. Zs. **5**, 13, 1908 u. Electrician **60**, 794, 1908).

Cathiard, A., Compt. Rend. **146**, 20, 1908. Emploi des flammes comme soupape des courants alternatifs à haute tension.

Cohen, Louis, Electr. World **50**, 920, 1907. Self-inductance of a solenoid of any number of layers. (Vergl. Zs. für Schwachstromtechnik, Heft 23, S. 449, 1907).

Collins, A. F., Manual of wireless telegraphy. New York and London 1906.

Corbino, O. M., L'Écl. él. **1**, 50, 1908. Ref. über L'Elettricista 1. Decbr. 1907. Production d'ondes entretenues au moyen d'un dynamo en série accouplée avec un moteur en dérivation.

— — Phys. Zs. **8**, 924, 1907. (Vergl. Rüdenberg.) Zur Erzeugung von Wechselströmen beliebiger Periodenzahl.

— — N. C. (5) **13**, 315, 1907. Über Induktorien.

Coudres, des Th., Winkelmanns Handb. d. Phys. 2. Aufl. **5**, 727, 1908. Techn. Anwendungen der Induktorien.

Crudeli, U., Atti d. Ass. elett. it., S. 3—28, 1907. Über das Verhalten des Wismuts im Magnetfeld.

Culver, Elektrot. u. Masch. **25**, 920, 1907. (Ref. aus Phys. Rev., Septbr. 1907.) Übertragung elektr. Energie vermittels der drahtlosen Telegraphie.

Czudnochowski, von W. B., Ber. D. Phys. Ges. (Berlin) **5**, 725, 1907. Über die gegenseitige Beeinflussung in Reihe geschalteter Induktionsapparate.

Darmois, E., Mesures de constantes diélectriques. Toulouse 1907.

Dieckmann, M., Ann. Phys. **24**, 771, 1907. Über zeitliche Beziehungen von Schwingungen in Kondensatorkreisen.

Drysdale, Ch. V., Electrician **60**, 319, 359, 392, 465, 1907. The theory of alternate current transmission in cables.

Eccles, W. H., Electrician **60**, 545, 587, 1908. Recent patents in wireless telegraphy.

Ehnert, E. W., Elektrot. u. Masch. **25**, 337, 361, 377, 1907. (Vergl. Elektrot. Zs. **28**, 1065, 1907.) Theorie und Vorausberechnung der Funkeninduktoren.

Eickhoff, W., Phys. Zs. **8**, 923, 1907. Über eine Methode, um die Entladungen von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecken regelmäßiger zu gestalten.

Ekman, V. W., Ann. Phys. **24**, 267, 1907. Über Resonanz durch Strahlung.

— — Arkiv för Mat., Astr., och Fysik **3**, 23, 32, 1907. Über die Schwingungen zweier benachbarter elektr. Dipole.

Erskine-Murray, J., Electrician **60**, 448, 1908. Undamped v. damped waves.

Fessenden, R. A., Electrician **60**, 200, 255, 1907; **61**, 448, 1908. (Vergl. Zs. für Schwachstromtechnik, Heft 23, S. 443, 1907.) A regular wireless telegraph service between America and Europe.

Fleming, J. A., Electrician **60**, 406, 440, 1907 (u. ds. Jahrb. **1**, 317, 1908). On magnetic oscillators as radiators in wireless telegraphy.

Forest, Lee, de, Electr. Wold **1**, 1034, 1907 u. Electrician **60**, 135, 523, 1907. (Vergl. Elektrot. Zs. **28**, 1176, 1907 u. Zs für Schwachstromtechnik, Heft 21, 1907.) Wireless telephony.

Fountain, C. R. and **Blake, F. C.,** Phys. Rev. **25**, 255, 1907. The distribution of energy emitted by a Righi-vibrator.

Gabet, G., Journ. d. Phys. (Referat) **6**, 992, 1907. Nouvel appareil de télémécanique sans fil.

Giebe, E., Ann. Phys. **24**, 941, 1907. Messung induktiver Widerstände mit hochfrequenten Wechselströmen. Methode zur Messung kleiner Selbstinduktionskoeffizienten.

Goldschmidt, R., L'Écl. él. **53**, 245, 1907. Télégraphie et téléphonie sans fils spéciaux pour l'utilisation des conducteurs d'un réseau électrique.

Grover, F. W., Phys. Rev. **25**, 74, 1907. (Vergl. L'Écl. él. **53**, 345, 1907.) The simultaneous measurement of the capacity and power factor of condensers.

Grünbaum, F., Elektrot. Zs. **28**, 1120, 1150, 1907. Über relative Resonanz im Wechselstromkreis. (Vergl. Korresp. Grünbaum-Schweitzer, Elektrot. Zs. **29**, 111, 1908.)

Hahn, K., Elektrot. Zs. **29**, 178, 1908. Quecksilberdampf-Gleichrichter.

Herweg, J., Ann. Phys. **24**, 326, 1907. Über die Herabsetzung des Funkenpotentials durch Bestrahlung der Funkenstrecke mit Kathodenstrahlen.

Heydweiller, A., Ann. Phys. **25**, 48, 1908. Über Dämpfung u. Widerstand in Kondensatorfunken.

Humphreys, W. J., Science (N. S.) **26**, 417, 1907. Note on the magnetic field due to an electric current in a straight wire.

Jentsch, O., Elektrot. Zs. **29**, 100, 1908. (Vergl. Fleming, Electrician **59**, 270, 1907.) Neuerungen auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie.

Ives, J. E., Electrical World 6. Febr. 1904. On the wave length of free vibrations in antennae and closed oscillating circuits.

Károly, J., Math. u. naturw. Ber. a. Ungarn **23**, 276, 1907. Über den Durchgang von Hertzschen Wellen durch Elektrolyte.

Kiebitz, F., Ber. d. D. Phys. Ges. 5, 775, 1907. Versuche über ungedämpfte elektr. Schwingungen.

Knott, C. G., Trans. Roy. Soc. Edinburgh II, **45**, 547, 1907. Magnetisation and resistance of nickel wire at high temperatures.

Koch, F. J., Elektrot. Zs. **29**, 41, 1908. Über Wechselstrom-Gleichrichter.

König, P. P., Diss. Leipzig 1907. Der Widerstand des Wismuts im veränderlichen Magnetfelde und für veränderlichen Meßstrom.

Lignana, G., Atti di Torino **42**, 1018, 1907. Metodo per misurare il coefficiente di selfinduzione.

Madden, W. M., Electr. Rev. **61**, 200, 1907. (Science Abstr. [A] **10**, 551, 1907.) Propagation of electric waves.

Malclès, L., C. R. **145**, 1326, 1907. Sur les diélectriques liquides.

Mallik, D. N., Phil. Mag. **15**, 65, 1908. Experimental determination of magnetic induction in an elongated spheroid.

Markau, K., Ber. d. D. Phys. Ges. **5**, 700, 1907. Anwendungen der Quecksilberlampe als Funkenstrecke.

Meili, F., Die drahtlose Telegraphie im internen Recht u. Völkerrecht. Zürich 1908.

Montel, A., N. C. (5) **14**, 323, 1907. Aereo radiotelegrafico irradiante specialmente in una data direzione.

Murgas, J., Elektrot. Zs. **28**, 1010, 1907. (Ref. aus Western Electrician **40**, 359, 1907.) Verbesserungen an Wellenmessern u. Umformern für Wellentelegraphie.

Nagaoka, H., Proc. Tokyo Math. Phys. Soc. **4**, 192, 1907. Note on the mutual inductance of coaxial coils.

Nairz, O., Helios **14**, 29, 1908. Gedämpfte oder ungedämpfte Schwingungen in der drahtl. Telegraphie?

Nesper, E., Elektrot. Zs. **28**, 849, 1907 (u. ds. Jahrb. **1**, 112, 1908). Ein Universalmeßgerät für Strahlentelegraphie. (Vergl. auch Korresp. Glatzel-Nesper, Elektrot. Zs. **28**, 1183, 1907.)

— — Helios **14**, 53, 62, 1907. Moderne Apparate der Strahlen-Telegraphie u. Telephonie.

Niebuhr, H., Experimentaluntersuchungen über die Selbstinduktion in Nuten gebetteter Spulen bei hoher Frequenz. Berlin 1907.

Petrowsky, A., Elektritschestwo **27**, 321, 1906. (Vergl. J. d. russ. phys. Ges. Phys. Abt. **39**, 30, 1907.) Methode der Messung des Selbstinduktionskoeffizienten der primären Windung einer Induktionsrolle.

— — Ebenda **27**, 241, 1906. (Vergl. auch wie vorher **38**, 141, 1906.) Methode zur Messung von der Quantität der Energie, welche von einer Antenne ausgestrahlt wird.

Phivelic, S., Ak. d. Wiss. Wien **6**, 1907. Die Übertragung der elektr. Signale mittels eines Drahtes ohne Benutzung der Erde bezw. drahtlos durch Wasser.

Picciati, G., N. C. (5) **11**, 351, 1907. Über den Widerstand der Solenoide für veränderliche Ströme.

Pierce, G. W., Electrician **60**, 374, 1907. (Vergl. La Lum. él. **1**, 92, 1908 u. ds. Jahrb. **1**, 319, 1908.) Carborundum as a rectifier for electric currents and electric oscillations.

Poulsen, V., Electrician **60**, 355, 1907. The Poulsen Wireless Telegraph station at Cullercoats.

Puccianti, L., N. C. (5) **13**, 269, 1907. Elektrische u. optische Untersuchung des Wechselstromlichtbogens.

Rendahl, R. H., Phys. Zs. **9**, 135, 1908. Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei Dämpfungsmessungen. (Vergl. ds. Heft, Traubenberg.)

Rieder, J., Dinglers Polyt. J. **89**, 59, 1908. Photographische Aufnahme elektr. Wellen.

Rosa, M. la, Ann. Phys. Beibl. **32**, 167, 1908. (Ref. über N. C. (5) **13**, 390, 1907.) Einige graphische Darstellungen der Beziehungen zwischen Schwingungsdauer einer oszill. Entladung und zwischen Selbstinduktion, Kapazität u. Widerstand des Entladungskreises.

— Ann. Phys. Beibl. **32**, 232, 1908. (Ref. über N. C. (5) **14**, 26, 1907.) Über die Funktion des Kondensators im Induktionsapparat.

Russell, A., Electrician **60**, 203, 1907. The dielectric strength of insulating materials.

Sahulka, J., Elektrot. Zs. **28**, 1063, 1907. Hochfrequenzlichtbogen im Schwingungskreise eines Duddell-Poulsenschen Lichtbogens.

— Elektrot. Zs. **28**, 1161, 1907. Messung der Koeffizienten der gegenseitigen Induktion nach Trowbridge.

— Elektrot. Zs. **29**, 21, 1908. (Vergl. auch Weinberg, F., ds. Jahrb. **1**, 320, 1908.) Thermophonie u. ihre Anwendung im Gebiete stetiger elektr. Schwingungen.

Schaefer, Cl., Arch. d. Math. u. Phys. **12**, 349, 1907. Theorie zweier Beugungsversuche mit elektr. Wellen.

Schmidt, K. E. F., Phys. Zs. **9**, 13, 1908. (Vergl. auch La Lum. él. **1**, 244, 1908.) Über Messung der Dämpfung in elektr. Schwingungskreisen.

Schulze, F. A., Marb. Ber., S. 126, 1907. Die Dielektrizitätskonstante des Schiefers.

Schweidler, Egon Ritter von, Wien. Ber. **116**, (2a), 1055, 1907. (Vergl. Ann. Phys. **24**, 711, 1907.) Studien über die Anomalien im Verhalten der Dielektrika.

Silberstein, L., Ann. Phys. **24**, 783, 1907. (Vergl. ebenda **22**, 579, 1907.) Nachtrag zur Abhandlung über „elektromagnetische Grundgleichungen (Maxwell) in bivektorieller Behandlung".

Simon, H. Th., Elektrot. Zs. **28**, 1232, 1907. Über die Wirkung des Magnetfeldes bei der Erregung ungedämpfter Schwingungen mit Hilfe des Lichtbogens.

Snook, C. H., Journ. Franklin Inst. **164**, 273, 1907. The secondary currents of the induction coil.

Somigliana, C., Atti d. R. Acc. de Linc. **16**, 719, 1907. Sulla teoria maxwelliana delle azioni a distanza.

Sommerfeld, A., Phys. Zs. **8**, 805, 1907 u. Ann. Phys. **24**, 609, 1907. Über den Wechselstromwiderstand der Spulen.

Strasser, B., Ann. Phys. **24**, 960, 1907. Über die Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten von Solenoiden.

Taylor, J. E., Electr. Rev. **60**, 659, 698, 743, 781, 1907. Electric wave propagation.

Taylor, A. H., Phys. Rev. **24**, 402, 1907. Eine Methode zur Bestimmung von elektrolyt. Widerstand u. Kapazität bei Anwendung von Wechselstrom.

Tissot, C., La Rev. él. **8**, 272, 295, 1907. La détermination des amortissements dans la télégraphie sans fil.

— Étude de la résonance des systèmes d'antennes dans la télégraphie sans fil. Paris 1906. (Vergl. ds. Jahrb. **1**, 180, 1907.)

— L'Électricien **35**, 43, 1908. La téléphonie sans fil.

Traubenberg, H. Rausch von u. **Monasch, Br.**, Phys. Zs. 8, 925, 1907. Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei Dämpfungsmessungen. (Vergl. ds. Heft, Bendahl.)

Turpain, A., Rev. él. 7, No. 84, 1907. La production des ondes éléctriques entretenues et la télégraphie sans fil syntone.

Ulmer, F., Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten von Hölzern mittels elektr. Schwingungen. Berlin 1907.

Waitz, K., Winkelmanns Handbuch d. Phys. 2. Aufl. 5, 536, 1908. Induktion.

Watson, C. J., Electrician 60, 434, 1908. Electrical oscillations on helices.

Wien, M., Phys. Zs. 9, 49, 1908. Über eine Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen.

— Ann. Phys. 25, 7, 1908. Über die Verstimmung gekoppelter Systeme.

Winter, W., Phys. Zs. 8, 820, 1907 Neue Beobachtungen bei einer einem Pol der Sekundärspule eines Teslatransformators strahlenden Antenne.

Worrall, G. W., Electrician 60, 556, 1908. Magnetic oscillations in alternators.

Zenneck, J., Phys. Zs. 9, 50, 1908. Über die Wirkungsweise der Empfänger für gerichtete drahtlose Telegraphie.

Detektoren.

1. Elektrolytische Wellenindikatoren.

Ives, J. E., Electrical World 10. Decbr. 1904. An electrolytic wireless telegraph detector.

Paul, R. W., Electrician 60, 222, 1907. The use of barretters.

Tissot, C., J. d. Phys. 7 (4), 37, 1908. Le détecteur électrolytique.

2. Diverse Indikatoren.

Forest, Lee de, Electrical World 50, 843, 1907. (Vergl. auch Elektrot. Zs. 28, 1221, 1907.) Wireless telegraph receiver (vermittels einer Flamme u. Telephon.)

Bücherbesprechungen.

J. Erskine-Murray, a handbook of wireless telegraphy its theory and practice. 322 Seiten, 131 Figuren, 11 Tabellen. London (Crosby Lockwood and son) 1907. 10 s 6 d.

Nach einer geschichtlichen Einleitung sind die Apparate zur Erzeugung der Hochfrequenzströme, dann die Detektoren für elektromagnetische Wellen beschrieben; bei letzteren ist die Art ihrer Wirkung besonders diskutiert (Kap. I—VII). Dann folgt (Kap. VIII—XV) eine Beschreibung der verschiedenen Systeme, besonders eingehend derjenigen von Marconi,

Lodge u. Muirhead, Fessenden, dann ein Bericht über die Versuche mit gerichteter Telegraphie. Kap. XVI bringt unter der Überschrift „some points in the theory of Jigs and Jiggers" die Ableitung der Gleichung für die oszillatorische Entladung von Kondensatorkreisen und einige Gesichtspunkte, die bei der Konstruktion der Marconischen Jigger maßgebend waren. In Kap. XVII ist die Fortpflanzung der Wellen längs der Erdoberfläche besprochen und die Ansicht vertreten, daß die obersten Schichten der Atmosphäre dabei eine wesentliche Rolle spielen. Kap. XVIII berichtet ausführlich über die „World-wave-telegraphy", die Anordnungen und Ideen Teslas. In Kap. XIX ist einiges über Gebrauch und Prüfung der bei der drahtlosen Telegraphie benutzten Apparate gesagt, in Kap. XX eine Abhandlung von A. Montel (theoretische Durchrechnung einer Anlage für drahtlose Telegraphie) abgedruckt. Kap. XXI enthält eine Reihe von Tabellen (z. B. über Dielektrizitätskonstanten, Kapazitäten, Selbstinduktionskoeffizienten etc.). —

Das Buch ist unter denen, die in den letzten Jahren über drahtlose Telegraphie geschrieben wurden, wohl eines der besten. Originalität in der Auswahl und der Behandlung des Stoffs, Frische der Darstellung, sehr gute Ausstattung sind seine hauptsächlichsten Vorzüge.

Die Originalität in der Auswahl des Stoffs geht vielleicht etwas weit, obwohl ich zugebe, daß gerade das mehr als manches andere Geschmacksache ist. Ich war jedenfalls erstaunt, in einem Buch, das „for the use of electrical engineers, students and operators" bestimmt ist, nichts oder so gut wie nichts über die Schwingungen gekoppelter Systeme, über Resonanzkurven und ihre Verwendung, über den Resonanzinduktor zu finden, während die Originalarbeit von Eccles über den Kohärer auf 28 Seiten, wörtliche Auszüge aus Arbeiten über die magnetischen Detektoren auf 20 Seiten abgedruckt sind.

Ich verstehe es sehr gut, daß der Verfasser im allgemeinen mathematische Ableitungen vermeidet. Aber ich meine, er hätte dann konsequent sein und nicht doch die Gleichung für die oszillatorische Kondensatorentladung ausführlich ableiten sollen. Diese Gleichung hätte wohl auch ohne dies bald das Jubiläum ihrer 100. Ableitung gefeiert.

Daß der Verfasser die englischen und amerikanischen Systeme und Arbeiten besonders ausführlich behandelt, die deutschen nur streift*), ist für mich ein Grund mehr, das Buch gerade den deutschen Lesern besonders zu empfehlen. Zenneck.

*) Es ist wohl nur ein Versehen, wenn auf Seite 193 angegeben ist, Kapitän Wildmann (Patent von 1904) sei der erste gewesen, der Antenne und Erregerkreis dadurch aufeinander abstimmte, daß er ein Hitzdrahtinstrument in die Antenne einschaltete und die Frequenz mit Hilfe einer variablen Selbstinduktion regulierte, bis das Instrument einen maximalen Ausschlag zeigte.

(Eingesandt 23. März 1908.)

F. Meili, Die drahtlose Telegraphie im internen Recht und Völkerrecht. gr. 8°. 100 S. Zürich, Art. Institut Orell Füßli 1908. Frcs. 3.50, geb. 4.50.

Der Verfasser, der in einer Reihe von Schriften das ganze Gebiet der heutigen Transport- und Verkehrsanstalten (Telegraphie, Telephon, Posten, Eisenbahnen, Dampfschiffe, Automobile) juristisch behandelt hat, beleuchtet juristisch in der vorliegenden neuesten Schrift die moderne Abzweigung der Telegraphie, nämlich die drahtlose Telegraphie vermittels elektrischer Wellen. Nachdem kurz einige Daten über die Geschichte und das Wesen dieser Erfindung angegeben sind, tritt Verfasser in sein eigentliches Thema ein. Die drahtlose Telegraphie (auch Telegraphie ohne Draht, elektrische Wellentelegraphie und Radiotelegraphie genannt) hat sich zu einem praktischen Verkehrsmittel ausgewachsen und ist bereits Gegenstand einer internationalen Konvention geworden. (Die Artikel, welche der internationalen Verständigung zugrunde liegen, sind in einem Anhang der Schrift wiedergegeben). Mit Recht hat Verfasser es für zeitgemäß erachtet, gewissermaßen den juristischen Zivilstand dieses modernen Verkehrsmittels festzustellen und einschlägige Fragen auf Grund des internen und internationalen Rechtes zu untersuchen. Die Schrift dürfte allgemeines Interesse erwecken.

E.

(Eingesandt 4. Januar 1908.)

Eugen Nesper, Die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. 8. X u. 250 S. mit 197 Figuren. Leipzig, Veit & Co. 1907. M. 11.—.

Das Werk befriedigt ein längst vorhandenes Bedürfnis der Praxis der drahtlosen Telegraphie nach einem Vademekum auf dem Gebiete der Frequenz- und Dämpfungsmessungen. Die Aufgabe ist vom Verfasser in einer Form gelöst worden, welche die größte Anerkennung verdient. Nicht nur findet man eine komplette Zusammenstellung der gebräuchlichen Anordnungen und Meßapparate, sondern die einzelnen Methoden sind auch kritisch beleuchtet, so daß man genau informiert ist, welche Leistung und Genauigkeit man im betreffenden Falle erwarten darf. Von der Theorie ist nur so viel gebracht, als der moderne Arbeiter auf diesem Gebiete notwendigerweise braucht und gute Abbildungen der Instrumente, Zeichnungen, Schaltungsschemata und Diagramme unterstützen den Text in einer Weise, daß den Bedürfnissen der weitesten Kreise der Praxis Rechnung getragen ist. — Wer die Originalarbeiten aufsuchen will, ist darauf in jedem einzelnen Falle durch eine sorgfältige Literaturzusammenstellung hingewiesen, ferner findet man in einem Anhange außer den Registern ein Verzeichnis der Bezugsquellen und approximativen Preise der verschiedenen Instrumentarien.

Das Werk gehört, kurz gesagt, zu denjenigen, die in keiner Bibliothek eines Pioniers der drahtlosen Telegraphie fehlen dürfen. E.

(Eingesandt 20. Februar 1908.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 1. 1907. Heft 4.

Über die Rückwirkung des Meßkreises bei der Bestimmung der Dämpfung elektrischer Schwingungen nach der Bjerknesschen Methode.

Von **Max Wien.**

In dieser und der folgenden Mitteilung komme ich einer Aufforderung der Redaktion nach, die Resultate einiger im hiesigen Institut ausgeführter Arbeiten über die Dämpfung elektrischer Schwingungen im Zusammenhange darzustellen. Ich füge eine Anzahl inzwischen neu gewonnener Ergebnisse hinzu, über die ausführlicher an anderer Stelle berichtet werden soll.

Ehe an die eigentlichen Untersuchungen über die Dämpfung herangegangen werden konnte, mußte die wichtigste Meßmethode, die sogenannte Bjerknessche Resonanzmethode, genauer theoretisch und experimentell durchgearbeitet werden, als es bisher geschehen war. Die Theorie gekoppelter Schwingungen war zwar für unendlich lose Koppelung[1]) und für mittlere und feste Koppelung völlig durchgeführt[2]), jedoch noch nicht genügend für lose, aber nicht ∞ lose Koppelung, und gerade diese ist für die Bjerknessche Methode von Bedeutung, da der Einfluß einer schwachen Rückwirkung des resonierenden Meßkreises auf die Meßresultate untersucht werden muß.

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. **55**, 120, 1895.

2) M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151, 1897; P. Drude, Ann. d. Phys. **13**, 512, 1904.

Ergebnisse der Theorie.

Bezeichnungen.

C_1 C_2 C_3 Kapazitäten,

γ Zusatzdekrement im Meßkreis,

$\mathfrak{d}_{01}$ $\mathfrak{d}_{02}$ $\mathfrak{d}_{03}$ Dekremente der ungekoppelten Systeme,

$\mathfrak{d}_1$ $\mathfrak{d}_2$ $\mathfrak{d}_3$ Dekremente der gekoppelten Systeme,

F Funkenpotential, F_s Schlagweite in cm,

J^2_{eff} Stromeffekt im Meßkreis, Jr^2_{eff} Stromeffekt bei Resonanz,

K K_{12} K_{23} Koppelungskoeffizienten,

L_{11} L_{22} L_{33} Selbstinduktionskoeffizienten,

L_{12} L_{23} gegenseitige Induktionskoeffizienten,

ν_{01} ν_{02} Schwingungszahlen der ungekoppelten Systeme in 2π Sekunden,

x Verstimmung $= 1 - \nu_{02}/\nu_{01}$,

$y = \dfrac{100 J^2_{eff}}{Jr^2_{eff}}$ „relativer Stromeffekt“.

1. ∞ lose Koppelung (Bjerknes).

Der Stromeffekt im Meßkreis ist:

$$J^2_{2\,eff.} = \frac{F^2 . C_1 \cdot K^2 \pi^3}{2 \nu_{01} L_{22}} \left[\frac{\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02}}{\mathfrak{d}_{01} \mathfrak{d}_{02} \left\{ 4\pi^2 x^2 + (\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02})^2 \right\}} \right]. \tag{1}$$

Die Verstimmung x wird als Abszisse, der relative Stromeffekt y als Ordinate aufgetragen, dabei erhält man die Resonanzkurve. Aus ihr bestimmt sich in der bekannten Weise die Summe der Dekremente $\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02}$.

Um $\mathfrak{d}_{01}$ selbst zu erhalten, mißt man $\mathfrak{d}_{02}$ für sich, indem man das Dekrement des Meßkreises um eine bekannte Größe γ vermehrt und den hierbei entstehenden kleineren Stromeffekt $J_{r\,eff}^{2'}$ beobachtet. Ist das Verhältnis der beiden — ohne und mit γ — beobachteten Stromeffekte $z = J_{r\,eff}^{2} / J_{r\,eff}^{2'}$, so ist

$$\mathfrak{d}_{02} = \gamma \cdot \frac{1 + \gamma/(\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02})}{z - \{1 + \gamma/(\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02})\}}. \tag{2}$$

2. Lose, aber nicht ∞ lose Koppelung.[1])

Dabei sind 2 Fälle zu unterscheiden: (2^a) der bei loser Koppelung übliche, daß die Differenz der Dekremente $|\mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02}|$ größer ist als die Koppelung $2\pi K$, und (2^b), daß $|\mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02}|$ kleiner ist als $2\pi K$,

1) M. Wien, Ann. d. Phys. 25, 625, 1908.

was trotz loser Koppelung eintreten kann, wenn die Dekremente annähernd gleich sind.

2ᵃ. Im Falle $|\mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02}| > 2\pi K$ ergibt die Theorie für den Stromeffekt den Näherungswert:

$$J_{2\,\mathit{eff}}^{2} = \frac{F^2 \cdot C_1}{2} \cdot \frac{K^2 x^3}{\nu_{01} L_{22}} \left[\frac{\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02}}{\{\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02} + A\}\ \{4\,\pi^2 x^2 (1 + B) + (\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02})^2\}}\right], \tag{3}$$

worin:

$$A = \frac{\pi^2 K^2 (\mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02})^2}{4\pi^2 x^2 + (\mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02})^2} \text{ und } B = \frac{4\pi^2 K^2}{4\pi^2 x^2 + (\mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02})^2} \text{ ist.}$$

2ᵇ. Für $|\mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02}| < 2\pi K$, also für kleine Differenz der Dekremente wird näherungsweise:

$$J_{2\,\mathit{eff}}^{2} = \frac{F^2 \cdot C_1}{2} \cdot \frac{K^2 x^3}{\nu_{01} L_{22}} \left[\frac{\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02}}{\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}\{4\pi^2 x^2 + 4\pi^2 K^2 + (\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02})^2\}}\right]. \tag{4}$$

Für die Bestimmung von $\mathfrak{d}_{02}$ durch Hinzufügung eines Hilfsdekrements γ (vgl. Gl. (2)) ergibt die Theorie in beiden Fällen (2ᵃ u. 2ᵇ).

$$\mathfrak{d}_{02} + \frac{\pi^2 K^2}{\mathfrak{d}_{01}} = \gamma \cdot \frac{1 + \gamma/(\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02})}{x - \{1 + \gamma/(\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02})\}}. \tag{5}$$

Statt $\mathfrak{d}_{02}$ messen wir $\mathfrak{d}_{02} + \frac{\pi^2 K^2}{\mathfrak{d}_{01}}$, erhalten also einen zu großen Wert des Dekrements.

Im Fall 2ᵇ unterscheidet sich $J_{2\,\mathit{eff}}^{2}$ (Gleichung (4)) nur durch das Glied $4\pi^2 K^2$ im Nenner des Klammerausdrucks von dem Bjerknesschen Ausdruck (Gleichung (1)). Die Einwirkung der Koppelung besteht also hier einfach darin, daß man aus der Resonanzkurve an Stelle von $\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02}$ den zu großen Wert $\sqrt{(\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02})^2 + 4\pi^2 K^2}$ erhält. Im Falle 2ᵃ: $|\mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02}| > 2\pi K$ (Gleichung (3)) treten 2 Korrektionsglieder A und B infolge der Koppelung hinzu. Die Wirkung von A und B wird am besten durch die Fig. 1 erläutert. Die ausgezogene Kurve ist die Resonanzkurve für ∞ lose Koppelung, bei den übrigen ist eine Koppelung $K = 0{,}01$ vorausgesetzt. Die rechte Seite der Figur erläutert einmal den Einfluß von A — punktierte Kurve — und von A und B — gestrichelte Kurve — auf den Stromeffekt. Auf der linken Seite der Figur sind die halben Resonanzkurven nochmals gezeichnet, jedoch sind dabei die Maximalwerte bei allen $= 100$ gesetzt. Wir sehen, daß durch das Zusatzglied A die Resonanzkurve abgeflacht wird, durch B

jedoch die Wirkung zum Teil wieder aufgehoben wird. *A* überwiegt stets, so daß die Resonanzkurve durch die Koppelung stets zu flach wird und die daraus berechneten Dekremente zu hoch ausfallen. Zugleich wird die Kurve etwas deformiert, und zwar ist der Gipfel im Verhältnis zu den übrigen Teilen der Kurve etwas zu steil.

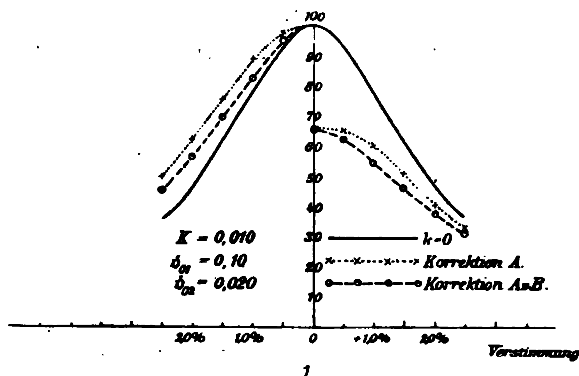


Fig. 1.

Die Ergebnisse der Theorie sind mithin kurz folgende: Durch die Koppelung wird die Resonanzkurve abgeflacht. Die aus ihr berechneten Dekremente $\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02}$ sind zu groß. Bei der Bestimmung von $\mathfrak{d}_{02}$ mit Hilfe des Zusatzdekrements γ erhalten wir ebenfalls ein zu großes Resultat: $\mathfrak{d}_{02} + \frac{\pi^2 K^2}{\mathfrak{d}_{01}}$ statt $\mathfrak{d}_{02}$. Die Wirkung der Koppelung ist in allen Fällen verschwindend, wenn $\pi^2 K^2$ klein ist gegen $\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}$.

Ergebnisse der Messung.

Die Versuche wurden mit der üblichen Anordnung gemacht, die aus Fig. 2 ersichtlich ist. Die beiden Systeme waren durch zwei koaxiale Kreise magnetisch gekoppelt, deren Abstand variiert werden konnte. Ihr gegenseitiger Induktionskoeffizient L_{12} und damit die Koppelung $K = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_{11} L_{22}}}$ konnte für die verschiedenen Abstände nach bekannten Formeln[1]) berechnet werden.

I. Funkenloser Primärkreis. Bei Primärschwingungen ohne

1) Maxwell I. § 705; Nagaoka (Phil. Mag. 6, 19, 1903).

Funken[1]) entsprechen die Versuchsergebnisse für lose und für feste Koppelung durchaus den Resultaten der Theorie. Ein Beispiel für den Fall 2[b] (Gleichung (4)) ist in Fig. 3 dargestellt. Die gestrichelte und die ausgezogene Kurve sind die Resonanzkurven für die Koppelung $K = 0{,}00033$ und $K = 0{,}0027$, wie sie sich aus Gl. (4) berechnen, die Punkte und Kreuze geben die beobachteten Werte wieder.

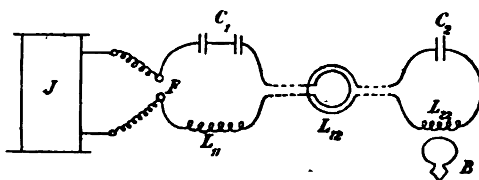


Fig. 2.

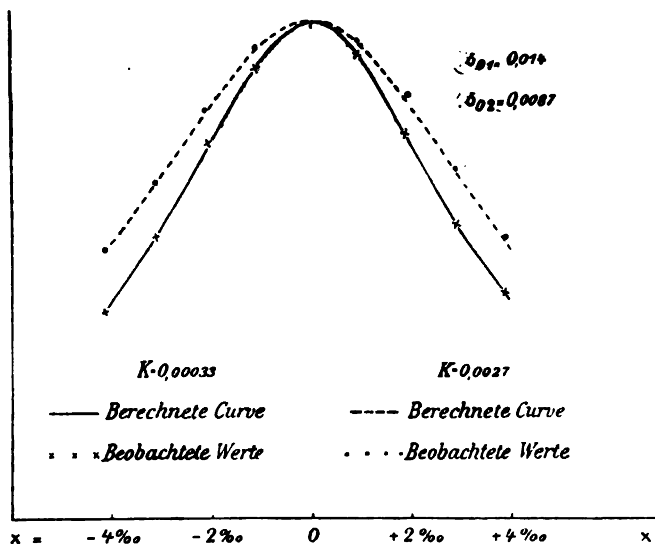


Fig. 3. Funkenlose Erregung.

In gleicher Weise entsprechen die Messungen des Dekrements $\mathfrak{d}_{02}$ durchweg der theoretischen Formel (5), wonach $\mathfrak{d}_{02} + \dfrac{\pi^2 K^2}{\mathfrak{d}_{01}}$ statt $\mathfrak{d}_{02}$ gemessen wird.

---

1) Über die Erregung derartiger Schwingungen vgl. den folgenden Artikel.

II. Funkenerregung. Bei der Erregung der Schwingungen im Primärkreis durch eine Funkenstrecke[1]) zeigten die Versuche erhebliche Abweichungen gegen die Theorie. Der Grund dieser Abweichungen liegt darin, daß die Abnahme der Amplitude infolge der Funkendämpfung nicht einfach nach der Exponentialfunktion $e^{-\delta t}$ erfolgt, sondern die Dämpfung während der Entladung zunimmt, so daß die Abnahme der Amplitude innerhalb gewisser Grenzen näherungsweise durch den Ausdruck $e^{-\delta t - \beta t^2}$ dargestellt werden kann. Außerdem wird der Funke durch die Koppelung mit dem sekundären System rückwärts beeinflußt und dadurch die Zunahme der Dämpfung noch vermehrt.

Diese Abweichungen von der Theorie sollen im folgenden der Reihe nach für verschiedene Koppelungsgrade besprochen werden.

II[a]. Sehr lose Koppelung; Rückwirkung des Meßkreises nicht merklich. Auch bei sehr loser Koppelung ist die Resonanz-

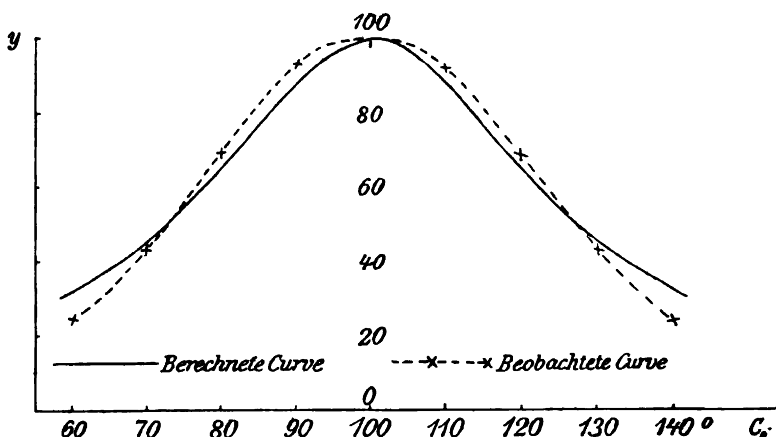


Fig. 4. Deformation infolge des Funkens.

kurve infolge der genannten Eigenschaft des Funkens gegenüber der theoretischen Kurve in charakteristischer Weise deformiert, worauf ja schon mehrfach hingewiesen wurde.[2]) Der Gipfel ist gegenüber den unteren Teilen der Kurve zu breit (vgl. Fig. 4). Ich habe Funkenstrecke, Kapazität, Selbstinduktion, Dämpfung des Schwingungskreises

1) Das Folgende bezieht sich auf Luftfunkenstrecken bei Atmosphärendruck.

2) Rempp, Ann. d. Phys. 17, 649, 1905.

in weiten Grenzen variiert und habe stets in mehr oder weniger hohem Grade dieselbe Deformation beobachtet.

Der Einfluß dieser Deformation auf die Dämpfungsmessung besteht darin, daß die oberen Teile der Resonanzkurve einen höheren Wert für $\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02}$ geben als die unteren (vgl. Fig. 4), so daß nur noch von einem Mittelwert des Dekrements gesprochen werden könnte. Die Differenzen erreichen 20—30 Proz.

Ferner hängt das Resultat der Messung jedoch noch von der Höhe des Dekrements des Meßkreises ($\mathfrak{d}_{02}$) ab: je größer dieses ist, um so weniger ist die Resonanzkurve deformiert, um so kleiner ergibt sich der aus der Resonanzkurve bestimmte Mittelwert von $\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02}$. Ich erhielt z. B. folgende Werte:

$\mathfrak{d}_{02} = 0,009$		
$y = 90$	$\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02} = 0,145$	$\mathfrak{d}_{01} = 0,136$
$y = 50$	$\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02} = 0,120$	$\mathfrak{d}_{01} = 0,111$

$\mathfrak{d}_{02} = 0,21$		
$y = 90$	$\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02} = 0,306$	$\mathfrak{d}_{01} = 0,096$
$y = 50$	$\mathfrak{d}_{01} + \mathfrak{d}_{02} = 0,301$	$\mathfrak{d}_{01} = 0,091$.

Hiernach kann man nicht einmal einen Mittelwert des Dekrements scharf definieren.

Alles dieses sind Wirkungen des Funkens, denn bei funkenloser Erregung entsprechen unter sonst gleichen Verhältnissen die Versuchsergebnisse genau der Theorie.

II^{b}. Lose Koppelung; Rückwirkung eben merklich. Die Beobachtung ergab qualitativ dasselbe Resultat wie die Theorie: mit steigender Koppelung werden die Resonanzkurven flacher, so daß die daraus berechneten Dekremente zu groß ausfallen. Quantitativ zeigen sich jedoch erhebliche Differenzen. Zunächst ist die Verbreiterung der Kurve besonders für engere Koppelung kleiner als die Theorie es verlangt; ferner erwies sich die Wirkung der Koppelung als abhängig von der Beschaffenheit des Stromkreises: bei großer Kapazität ist sie wesentlich geringer als bei kleiner Kapazität; schließlich tritt die Deformation der Resonanzkurve mit steigender Koppelung noch mehr hervor, d. h. es wird der Gipfel immer breiter im Verhältnis zu den unteren Kurventeilen. In Fig. 5 ist für die Koppelung 0,0044 die berechnete Resonanzkurve ausgezogen, die beobachteten Werte als Punkte eingetragen, und für die engere Koppelung 0,014 die berechnete Kurve gestrichelt, die Beobachtungen als Kreuze eingetragen.

Bei der Bjerknesschen Methode können hiernach durch zu enge Koppelung des Meßkreises Fehler entstehen; um sie sicher zu ver-

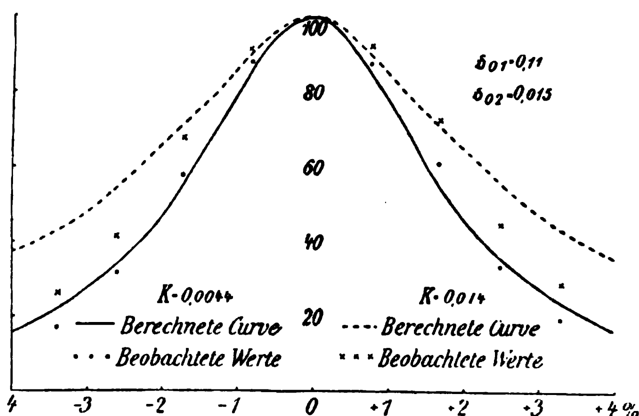


Fig. 5. Lose Koppelung.

meiden, muß man sich entweder davon überzeugen, daß $\pi^2 K^2$ klein gegen $\mathfrak{d}_{01}\mathfrak{d}_{02}$ ist, oder experimentell untersuchen, ob eine — nicht zu kleine — Veränderung der Koppelung noch einen Einfluß auf die Resonanzkurve hat.

II^c. Mittlere Koppelung. Wenn man die Koppelung noch enger macht und etwa in die Gegend kommt, wo nach der Theorie zwei Koppelungsschwingungen mit verschiedener Periode auftreten sollten ($2\pi K \gtrless |\mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02}|$), erhält man eine eigentümliche Deformation der Resonanzkurve, indem der mittlere Teil derselben immer steiler wird, ja unter Umständen ganz spitz zuläuft (vgl. Fig. 6, punktierte Kurve).

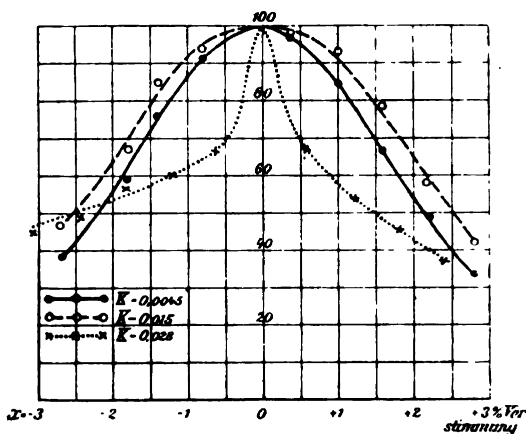


Fig. 6. Funkenerregung. Mittlere Koppelung.

Diese sehr charakteristische Einschnürung des Gipfels der Resonanzkurve findet sich stets wieder, wenn ein durch Funkenstriche erregter Schwingungskreis auf einen Resonanzkreis mit wesentlich geringerer Dämpfung einwirkt.

Die Ursache dieser auffallenden Abweichung von der Theorie ist wieder in den Eigenschaften des Funkens zu suchen. Die Erscheinung steht in engem Zusammenhang mit der im folgenden Aufsatz zu besprechenden Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen Bei funkenloser Erregung tritt sie nicht ein.

II^d. Enge Koppelung. Bei noch engerer Koppelung wird die Resonanzkurve wieder breiter, und bald treten in beiden Systemen die der Theorie entsprechenden beiden Koppelungsschwingungen verschiedener Perioden auf. Auch bei ihnen bewirkt der Funke, daß die Dämpfung der beiden Schwingungen nicht genau der Theorie entspricht.[1])

1) Vgl. C. Fischer, Ann. d. Phys. 19, 182, 1906 und M. Wien, Ann. d. Phys. 25, 7, 1908.

(Eingesandt 29. Mai 1908.)

Über Erzeugung und Anwendung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen.

Von Max Wien.

§ 1. Die größte Schwierigkeit, welche der Verminderung der Dämpfung von Kondensatorschwingungen entgegensteht, ist die Wirkung des Funkens, die eine unregelmäßige, starke Dämpfung verursacht: das mittlere Dekrement eines Schwingungskreises mit Funkenstrecke beträgt unter normalen Verhältnissen mindestens ca. 0,06.

Es lag nahe, den Einfluß des Funkens auf die Weise zu eliminieren, daß man die Schwingung durch Induktion auf einen zweiten Stromkreis ohne Funkenstrecke übertrug. Dem schien jedoch das Ergebnis der Theorie zu widersprechen, daß bei enger Koppelung der beiden Kreise infolge der Rückwirkung des primären Kreises die Dämpfung der Schwingungen im Sekundärsystem doch groß ist, bei loser Koppelung andererseits die übertragene Energie zu klein wird.

Bei einer Untersuchung über die Dämpfung gekoppelter Schwingungen wurde ich auf Eigenschaften des Funkens geführt, die eine

Elimination der großen Funkendämpfung zu ermöglichen schienen.[1]) Erregt man den primären Kreis zweier enggekoppelter Systeme durch eine sehr kurze — zischende — Funkenstrecke (Anordnung Fig. 1), so sind die beiden der Theorie entsprechenden Koppelungswellen im Meßkreis (III) nur schwach ausgebildet; dafür tritt zwischen ihnen eine dritte wenig gedämpfte Schwingung hervor, deren Schwingungszahl und

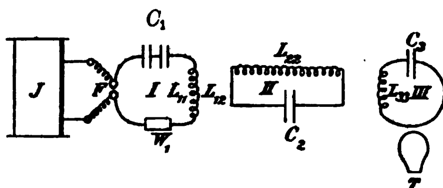


Fig. 1.

Dämpfung etwa den Werten des ungekoppelten Sekundärsystems entsprechen (Fig. 2). Als Grund der Erscheinung gab ich die starke Zunahme der Funkendämpfung während der Entladung an,

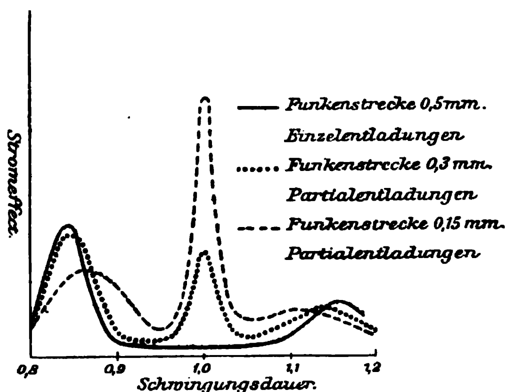


Fig. 2.

und sprach zugleich die Hoffnung aus, daß sich auf diese Art sehr schwach gedämpfte elektrische Schwingungen erzeugen lassen würden.

§ 2. Die Zischfunkenstrecken ergaben wegen ihrer kleinen Spannung nur geringe Energie. Mit Funkenstrecken in Öl, Geißlerschen Röhren verschiedener Art usw. erzielte ich zwar oft kräftigere Wirkungen, jedoch war die Konstanz der Schwingungen für Meßzwecke nicht ge-

1) M. Wien, Phys. Ztschr. 7, 872, 1906.

nügend. Hingegen scheint es der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, die sich auf meine Zischfunkenversuche hin eingehend mit dieser Art der Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen beschäftigt hat, nach langen Bemühungen jetzt gelungen zu sein, eine brauchbare Quecksilber-Vakuum-Funkenstrecke zu konstruieren.[1])

Ebenso berichtet B. Glatzel[2]) über erfolgreiche Versuche mit einer Quecksilber-Vakuum-Funkenstrecke. Er weist jedoch auch auf die großen Schwierigkeiten hin, welche das Konstanthalten von Druck und Temperatur innerhalb der Vakuumröhre beim Durchgang stärkerer Ströme macht.

§ 3. Die Koppelung war bei all diesen Versuchen eine enge. Bei irgend größeren Luftfunkenstrecken tritt an enggekoppelten Systemen die schwach gedämpfte Schwingung nicht mehr auf, sondern es ergeben sich nur die beiden der Theorie entsprechenden, stark gedämpften Koppelungsschwingungen. Es zeigte sich jedoch bei weiteren Versuchen[3]), daß auch bei größeren Funkenstrecken die Erscheinung auftritt, jedoch bei loserer Koppelung. Der Stromeffekt im Meßkreis zeigte ein Maximum[4]) für eine günstigste Koppelung, die etwas enger ist als $K_{12} = \frac{\mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02}}{2\pi}$. Die Resonanzkurve war steil und entsprach der Eigendämpfung des sekundären Systems. Macht man die Koppelung noch enger, so wird die Resonanzkurve wieder flacher und geht schließlich in die beiden flachen Maxima der Koppelungswellen über. Macht man die Koppelung loser, so bleibt die Resonanzkurve steil, jedoch sinkt der Stromeffekt.

§ 4. Mechanisches Analogon. Den ganzen Vorgang kann man sich vielleicht am einfachsten an einem mechanischen Analogon klar machen. Die „sympathischen Pendel“ dienen bekanntlich vielfach als Beispiel für die Vorgänge bei gekoppelten Systemen. Damit die Verhältnisse unseren elektrischen Schwingungskreisen entsprechen, muß das angeregte — sekundäre — Pendel schwach gedämpft sein, das primäre stark, was man durch Eintauchen in Wasser oder Öl erreichen kann. Bei genügend enger Koppelung der beiden Pendel geht allmählich die

---

1) R. H. Rendahl, Phys. Ztschr. 9, 203, 1908.

2) B. Glatzel, Verhdl. d. deutsch. phys. Gesellsch. 1908, S. 54.

3) M. Wien, Phys. Ztschr. 9, 49, 1908; Ann. d. Phys. 25, 625, 1908.

4) C. Fischer, Ann. d. Phys. 19, 182, 1906 hat ebenfalls schon das Maximum des Stromeffekts bei loser Koppelung beobachtet, ohne die Erscheinung jedoch näher zu verfolgen. Die Beobachtungen von B. Glatzel (l. c.) an Zinkfunkenstrecken entsprechen durchaus meinen Ergebnissen.

Schwingungsenergie ganz auf das sekundäre über, das primäre kommt zur Ruhe; dann kehrt die Energie wieder zurück, das sekundäre kommt zur Ruhe usw. Die Dämpfung der beiden Pendel ist gleich und entspricht dem arithmetischen Mittel der beiden Einzeldämpfungen: dies ist der übliche Demonstrationsversuch.

Wenn man nun das primäre Pendel in dem Augenblick, wenn es zum erstenmal seine ganze Energie an das sekundäre Pendel abgegeben hat und selbst in Ruhe ist, festhält, dann kann keine Energie mehr auf das primäre zurück übertragen werden, und das sekundäre schwingt mit seiner eigenen geringen Dämpfung ab. Ein großer Bruchteil der Schwingungsenergie des primären Systems wird dabei auf das sekundäre übertragen und in schwach gedämpfte Schwingungen transformiert. Um dies zu erreichen, wird also die Dämpfung des primären Systems durch das Festhalten des Pendels plötzlich unendlich groß gemacht, und zwar geschieht dies im richtigen Augenblick.

§ 5. Grundzüge des physikalischen Vorgangs. Bei unseren elektrischen Schwingungen wird nun die Dämpfung des primären Systems nicht plötzlich unendlich, sondern die Funkendämpfung wächst nur mehr oder weniger schnell während der Entladung. Nach den Versuchen von Zenneck[1]) läßt sich der Abfall der Amplitude durch die Funkendämpfung in erster Annäherung durch den Ausdruck $e^{-\delta t - \beta t^2}$ darstellen. In unserm Fall kommt nun noch ein wichtiger günstiger Umstand hinzu: die Entziehung der Energie durch das Sekundärsystem beeinflußt rückwärts den Funken, wodurch das Dekrement noch schneller wächst, als ohne die Koppelung: d. h. β wird durch die Rückwirkung des Sekundärsystems vergrößert. Die Leitfähigkeit des Funkens vermindert sich dabei unter Umständen so schnell, daß man von einem „Abreißen" des Funkens sprechen kann. Nach den Versuchen von Glatzel scheint dieser Umstand besonders bei der Hg-Funkenstrecke eine wichtige Rolle zu spielen.

Die Zunahme des Dekrementes — das β-Glied — ist das Wichtige; würde die Dämpfung einfach die Form $e^{-\delta t}$ haben, so könnten auch bei beliebig hohem δ keine stärkeren schwachgedämpften Schwingungen erzeugt werden.[2]) Denn je größer die Dämpfung, um so enger muß

1) J. Zenneck, Ann. d. Phys. 13, 822, 1904.

2) Wohl aber können auch ohne Benutzung der Eigenschaften des Funkens schwache Schwingungen geringer Dämpfung bei enggekoppeltem, sehr stark gedämpftem Primärkreis erzeugt werden (Stoßerregung von Brandes) vgl. Rendahl, l. c. und Nesper „Frequenz und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie" S. 217.

die Koppelung sein, um irgend größere Energien auf das Sekundärsystem zu übertragen. Mit der Koppelung (K) steigt aber gleichzeitig auch das Dekrement $\mathfrak{d}_2 = \mathfrak{d}_{02} + \frac{\pi^2 K^2}{\mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02}}$ schnell an, so daß die Schwingungen nicht mehr „schwach gedämpft" sind. Versuche mit funkenlosem Primärkreis, bei dem die Dämpfung die Form $e^{-\delta t}$ hat, bestätigten durchaus diese Ergebnisse der Theorie.

Bei Funkenerregung jedoch ist infolge der schnellen Abnahme der Leitfähigkeit des Funkens während der Entladung der Primärkreis nach sehr kurzer Zeit als offen zu betrachten, es wird keine Energie mehr auf ihn übertragen und von ihm verzehrt: der schwach gedämpfte Sekundärkreis schwingt als ungekoppeltes System mit eignem Dekrement ab.

Die absolute Stärke des Dekrements ist nur insofern von Bedeutung, als man bei stärkerer Dämpfung enger koppeln kann, ohne daß Doppelschwingungen entstehen; so kann bei der Zischfunkenstrecke und der Quecksilberfunkenstrecke enger gekoppelt werden als bei der gewöhnlichen Luftfunkenstrecke. Damit ist aber nicht gesagt, daß die Energieübertragung bei ersteren eine bessere ist, da es eben nicht auf den absoluten Betrag der Dämpfung, sondern auf den Grad des Ansteigens der Dämpfung ankommt.

Es mußte nun vor allem untersucht werden:

1. inwieweit die Schwingungen des Sekundärsystems mit dem eigenen Dekrement dieses Systems ohne Einfluß des primären Systems erfolgen,

2. wie groß der Nutzeffekt bei der Umwandlung der Schwingungsenergie des primären Systems in ungedämpften Schwingungen ist.

§ 6. Untersuchungen über das Dekrement. Bei Beginn der Entladung, solange der Primärkreis noch nicht als offen zu betrachten ist, beeinflußt er die Schwingungen des Sekundärkreises, indem er das Dekrement vergrößert: es treten also neben den schwachgedämpften Schwingungen auch stärker gedämpfte in dem Sekundärkreis auf. Sie sind um so schwächer, je kleiner die Dämpfung des Sekundärkreises neben der des Primärkreises ist und je loser die Koppelung ist. Ihr Einfluß auf die Messung wird noch weiter dadurch verringert, daß man auch das Dekrement des Meßkreises klein macht.

Eingehende Versuche[1]) zeigten, daß die Resonanzkurve nicht mehr von dem Primärsystem beeinflußt wird, wenn man 1. die primäre

1) M. Wien, Ann. d. Phys. 25, 644, 1908.

Dämpfung mindestens 10 mal so groß wählt als die sekundäre, 2. den Meßkreis schwach gedämpft einrichtet, 3. die Koppelung nicht zu eng macht: $2\pi K_{12} \leqq \mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02}$. Ist $\mathfrak{d}_{01}$ nicht 10 mal, sondern nur 5 mal so groß als $\mathfrak{d}_{02}$, so beginnt die Resonanzkurve etwas breiter zu werden; ist die Koppelung enger als $2\pi K_{12} = \mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02}$, so steigt zwar der Stromeffekt im Meßkreis noch etwas an, jedoch wird die Kurve insofern deformiert, als sie in ihren unteren Teilen etwas zu flach verläuft.

Um die Bedingungen 1 und 2 leichter erfüllen zu können und um überhaupt Schwingungen von recht geringem Dekrement zu erzielen, muß man dahin streben, auch die übrigen Dämpfungsursachen so viel als möglich zu verringern.

§ 7. Weitere Verminderung der Dämpfung. Die übrigen Dämpfungsquellen bei geschlossenen Stromkreisen sind: a) die Joulesche Wärme in den Drähten und Spulen, b) die Energieverluste im Dielektrikum der Kondensatoren, c) die Verluste in der Umgebung des schwingenden Systems durch Induktion in Leitern und Halbleitern.

a) Der Joulesche Wärmeverlust ist bei schnellen Schwingungen bekanntlich viel größer, als er sich aus dem Widerstand für konstanten Strom berechnet; durch Skineffekt und Wirbelströme werden die Stromlinien zusammengedrängt, und der von dem Wechselstrom durchflossene Querschnitt ist unter Umständen nur ein sehr kleiner Bruchteil des tatsächlichen Querschnitts. Unterteilung und Drillung oder Verflechtung (Dolezalek) führt aus Gründen, die noch der Aufklärung bedürfen, hier leider nicht zum Ziel. Durch ausgedehnte Versuche an der Hand der Theorie gelangten wir zu folgenden Leitsätzen für die Wickelung von Spulen für schnelle Wechselströme: 1. Mehrere Wickelungslagen sind unter allen Umständen zu vermeiden, weil die Verluste dadurch schneller wachsen als die Selbstinduktion. 2. Bei Spulen mit einer Wickelungslage ist die Form und der Querschnitt des Leiters so zu wählen, daß er in der Richtung der magnetischen Kraftlinien dick, senkrecht zu ihnen dünn ist. Weite Solenoide aus breitem Kupferband bewährten sich am besten. Es gelang bisher, das Dekrement solcher Spulen bei Schwingungszahlen von ca. 10^6 etwas unter 0,004 herabzudrücken. Hierüber soll an anderem Ort ausführlicher berichtet werden.

b) Verluste im Dielektrikum. Alle flüssigen und festen Dielektrika zeigen mehr oder weniger große Verluste. Für Schwingungen mit sehr kleinem Dekrement kommen allein Luft-Kondensatoren in Betracht, bei denen die Verluste verschwindend klein sind. Eine große Schwierigkeit ist jedoch dabei die leichte Durchschlagsfähigkeit der

Luft bei höherer Spannung: Zylinderkondensatoren mit einem Abstand von ca. 1,5 cm wurden bei 15—20000 Volt, mit 3 mm Abstand bei 5—7000 Volt durchschlagen. Unter diesen Umständen würde die Herstellung großer Kondensatoren große Metallmassen erfordern, die, abgesehen von den Kosten, wieder eine Erhöhung des Dekrements durch Wirbelströme verursachen würden. Diese Schwierigkeit läßt sich umgehen durch Anwendung von Preßluft[1]) von 10—20 Atm.: die Durchschlagsfestigkeit wird dadurch auf das 5—10 fache erhöht. Durch ineinander geschobene Röhren, die in Hochdruckzylinder hineinpassen, lassen sich auf diese Weise beliebig große Kondensatoren für hohe Potentialdifferenzen herstellen. Wir sind noch mit der Konstruktion geeigneter Formen derartiger Preßluft-Kondensatoren beschäftigt.

c) Die Verluste durch Holz, ja auch durch größere Metallmassen erwiesen sich als klein, wenn man es vermeidet, Leiter und Halbleiter an den Ort enger magnetischer Kraftlinien zu bringen. Bei einiger Vorsicht lassen sich größere Verluste dabei leicht umgehen.

Mithin bleibt als einziger wesentlicher Energieverlust derjenige durch Joulesche Wärme übrig, und auch dieser läßt sich, wie gesagt, auf einen sehr kleinen Betrag reduzieren, so daß das Gesamtdekrement derartiger Kondensatorschwingungen 0,004 nicht übersteigt.

§ 8. Größe der übertragenen Energie. Die auf das Sekundärsystem übertragene Energie besteht nach obigem nicht nur in schwach gedämpften Schwingungen, sondern zum Teil auch in stärker gedämpften Schwingungen. Nur erstere kommen für uns in Betracht. Die Trennung dieser Teile, sowie die absolute Messung der Schwingungsenergien in den 3 Kreisen überhaupt ist nicht ganz einfach. Meine Versuche darüber sind noch nicht abgeschlossen. Ich kann daher vorläufig nur unter Vorbehalt mitteilen, daß bei günstiger Anordnung etwa 30—40 Proz. der Energie des Primärkreises in Form schwach gedämpfter Schwingungen auf den Sekundärkreis übertragen werden kann. Ob sich bei sehr großen Energien, wie sie für die drahtlose Telegraphie notwendig sind, derselbe Nutzeffekt erzielen läßt, bedarf noch der Untersuchung. Für Meßzwecke reicht die übertragene Energie auf alle Fälle völlig aus.

Herr Rendahl[2]) gibt für die Quecksilberfunkenstrecke der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie den Nutzeffekt sogar zu 80 Proz.

1) R. Fessenden hat ebenfalls Preßluftkondensatoren benutzt (Electrician 1905, S. 795), F. Jervis-Smith schon 1893 auf die Vorzüge von Preßluft als Dielektrikum hingewiesen.

2) R. H. Rendahl, l. c.

an. Auf der anderen Seite fand Espinosa[1]) bei vergleichenden Versuchen im Braunschweiger physikalischen Institut, daß bei gewöhnlichen Funkenstrecken — vor allem bei Mehrfachfunkenstrecken in Wasserstoff — der Nutzeffekt eher größer als kleiner ist wie bei der Quecksilberfunkenstrecke. Nach Glatzel läßt die *Hg*-Funkenstrecke eine sehr viel höhere Anzahl von Einzelentladungen zu, so daß die gesamte Schwingungsenergie dadurch vergrößert wird. Demgegenüber ist die gewöhnliche Funkenstrecke bequemer in der Handhabung, und die Energie des Einzelfunkens kann sehr viel höher gesteigert werden: Glatzel gibt das Entladungspotential seiner *Hg*-Funkenstrecke zu 1250—3400 Volt an, Rendahl zu etwa 10000 Volt, während das Funkenpotential gewöhnlicher Funkenstrecken 40000 Volt und darüber betragen kann. Der Einzelfunke besitzt daher im letzteren Fall mindestens die 16fache Energie.

Welche der Funkenstrecken bei dieser oder jener Anwendung vorzuziehen ist, wird sich ja bald bei genauerer Untersuchung herausstellen; ebenso, ob eine sehr große Anzahl schwacher oder eine geringere starker Funken, ob hochgespannter Gleichstrom, Wechselstrom oder Induktorium als Stromquelle zu verwenden ist. Die Hauptsache bleibt, daß es durch die Ausnutzung der Eigenschaft des Funkens, während der Entladung schnell nichtleitend zu werden, gelungen ist, den Funken mit all seinen störenden Einflüssen aus den elektrischen Schwingungen zu eliminieren, und zwar ohne allzu große Einbuße an Energie.

§ 9. Anwendung auf Dämpfungsmessungen. Damit der Primärkreis keinen Einfluß mehr auf die Resonanzkurve des Sekundärkreises hat, müssen nach obigem folgende drei Bedingungen erfüllt sein: das Dekrement des Sekundärkreises muß mindestens 10 mal so klein sein wie das des Primärkreises, der Meßkreis muß ebenfalls schwach gedämpft sein; die Koppelung K_{12} darf einen bestimmten Betrag nicht überschreiten. In der Praxis sind diese Bedingungen leicht einzuhalten: der Primärkreis hat wegen der Funkendämpfung meist ein viel höheres Dekrement als der Sekundärkreis und der Meßkreis; genügt das noch nicht, so fügt man noch Manganinwiderstand hinzu. Um die richtige Koppelung zu erhalten, ändert man dieselbe so lange, bis man den maximalen Stromeffekt im Meßkreis erreicht hat. Dann macht man die Koppelung loser, so daß der Stromeffekt etwa auf die Hälfte sinkt.

Die Hauptfehlerquellen sind a) direkte Einwirkung des Primär-

---

1) Espinosa, Dieses Jahrbuch 1, 480, 1908.

kreises auf den Meßkreis, b) zu enge Koppelung des Meßkreises mit dem Sekundärkreis (vgl. vorhergehenden Artikel). Beide Fehlerquellen lassen sich jedoch leicht vermeiden.

Die Messung des Dekrements ist eine recht präzise: alle Teile der Resonanzkurve ergeben — im Gegensatz zu Schwingungen mit Funkenstrecke — genau den gleichen Wert. Es gelang, Dekremente von der Größenordnung 0,01 mit Sicherheit auf 1 Proz. zu messen.

§ 10. Anwendung auf drahtlose Telegraphie. Da ich nicht in der Lage bin, selbst Versuche mit drahtloser Telegraphie anzustellen, so vermag ich im folgenden nur einige Ansichten und Vorschläge über die Verwendung der schwach gedämpften Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie zu äußern.

Gegenüber dem bisherigen Braunschen Sender (Fig. 3a) ist der Unterschied der, daß zwischen dem Erregersystem I und der Antenne noch ein geschlossenes Zwischensystem II eingeschaltet wird, in welchem die schwach gedämpften Schwingungen erregt werden (Fig. 3 b).

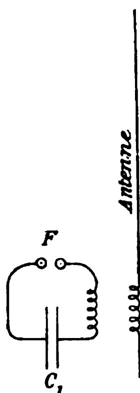


Fig. 3a.

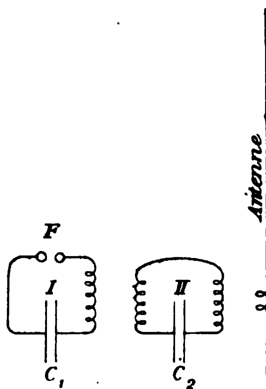


Fig. 3b.

Die Dämpfung der Schwingungen im Zwischensystem II ist sehr klein; demnach wird auch bei loser Koppelung mit der Antenne fast die gesamte Energie in Strahlung umgesetzt: Der Theorie nach ist bei loser Koppelung das Dekrement $= \mathfrak{d}_{02} + \frac{\pi^2 K^2}{\mathfrak{d}_{02} - \mathfrak{d}_{03}}$, worin $\mathfrak{d}_{02}$ das Dekrement des Systems II nach obigem zu 0,004 zu setzen ist, $\mathfrak{d}_{03}$ das beinahe ausschließlich durch Strahlung bewirkte Dekrement der Antenne = 0,3 ist. Machen wir die Koppelung $K_{23} = 0{,}02$, so erhalten

wir als Dekrement der Schwingung $0{,}004 + 0{,}013 = 0{,}017$, so daß also $\frac{13}{17}$ der Schwingungsenergie des Systems II in Strahlung umgesetzt wird. Unter der Annahme, daß 30 Proz. der Energie des Primärsystems auf das Zwischensystem übergehen, haben wir $\frac{13}{17} \cdot \frac{30}{100}$ oder etwas über 20 Proz. reinen Nutzeffekt. Vergleichen wir hiermit den Braunschen Sender, so wird auch bei diesem ein Teil der Energie im Primärsystem verbraucht, der Rest verteilt sich auf die beiden Koppelungswellen, wovon nur eine im Empfänger benutzt wird: die nutzbare Energie dürfte daher etwa $^1/_3$ der Erregerenergie sein. Wenn auch hiernach die ausgestrahlte Energie nicht sehr viel kleiner ist als bei dem gewöhnlichen Braunschen Sender, so dürfte dessen Reichweite doch vorläufig nicht erreicht werden. Das ist eine Empfängerfrage: nach den Erfahrungen mit ungedämpften Schwingungen spricht der bisher empfindlichste[1]) Empfänger, der Kohärer, auf eine lange Reihe schwacher Wellen weniger gut an als auf wenige starke. Trotzdem durch Vermehrung der Funkenanzahl pro Sekunde die ausgestrahlte Energie der schwachgedämpften Schwingungen noch wesentlich erhöht werden könnte, so dürfte, solange es nicht gelingt, empfindlichere Schreibempfänger für Integraleffekt herzustellen, der gewöhnliche Braunsche Sender mit Kohärerempfang in bezug auf die Reichweite überlegen bleiben.

Der Vorzug der schwach gedämpften Wellen liegt natürlich in der Schärfe der Resonanz: der ganze Sender entspricht jetzt durchaus dem akustischen Vorbild: der Stimmgabel mit Resonanzkasten. Die Stoßerregung entspricht dem Anschlagen der Stimmgabel, das auf das weitere Abklingen derselben keinen Einfluß mehr hat. Der Stimmgabel selbst entspricht das Zwischensystem, dem lose mit der Stimmgabel gekoppelten Resonanzkasten die lose gekoppelte Antenne. Dekremente der Einzelsysteme und Koppelungsgrad sind von gleicher Größenordnung, demnach sind auch die Dekremente der ausgesandten elektrischen und akustischen Wellen etwa die gleichen.

Das Dekrement beträgt nach obigem etwa 0,017, gegenüber einem etwa 10 mal so hohen Wert bei dem Braunschen Sender. Die erzielbare Schärfe der Resonanz ist daher ungleich höher und man könnte

1) „Soweit es sich um eine Zeichenregistrierung in Verbindung mit Morseschreiber handelt" (J. S. Sachs, Dieses Jahrbuch I, 140, 1907).

ohne Störung mit mehreren hundert Stationen gleichzeitig telegraphieren.[1]

§ 11. Ich möchte schließlich noch auf einige Eigenschaften[2] der Methode aufmerksam machen, die ihre praktische Verwendung vielleicht erleichtern.

Die Schwingungszahl ist beinahe allein von der Schwingungszahl des Zwischensystems abhängig; Erregersystem und Antenne haben nur einen sehr geringen Einfluß. Das Zwischensystem kann, da es nur aus Kondensator und Induktionsspule besteht, sehr fest montiert und im geschlossenen Raum aufbewahrt werden, so daß eine Änderung seiner Schwingungszahl nicht zu befürchten ist. Bei dem Braunschen Sender ist die Antenne mit maßgebend für die Schwingungszahl der ausgesandten Wellen, was vor allem wegen der Witterungseinflüsse auf die Frequenz der Antenne bei sehr scharfer Resonanz bedenklich sein kann.

Die Antenne braucht nicht auf die Schwingungszahl des Zwischensystems eingestimmt zu sein. Im Gegenteil kann dieselbe Antenne ungeändert in weiten Grenzen für verschiedene Frequenzen benutzt werden. Nur muß zur Übertragung der gleichen Energie die Koppelung mit der Antenne um so enger gemacht werden, je größer die Dissonanz ist.

Die Umänderung der bestehenden Stationen in solche für wenig gedämpfte Wellen ist sehr einfach: man hat nur das — wenig Raum beanspruchende — Zwischensystem hinzuzufügen und, falls es nötig sein sollte, die Luftfunkenstrecke durch eine andere (Mehrfach-Wasserstoff- oder Quecksilber-Funkenstrecke) zu ersetzen. Ebenso leicht könnte auch jederzeit die Rückverwandlung in einen gewöhnlichen Braunschen Sender erfolgen.

1) Vgl. M. Wien, Ann. d. Phys. 8, 710, 1902.

2) Über die Theorie dieser Eigenschaften vgl. M. Wien, Wied. Ann. 61, 151, 1897.

Phys. Inst. d. Techn. Hochschule Danzig-Langfuhr, 30. Mai 1908.

(Eingesandt 4. Juni 1908.)

Über Funkenstrecken für Stoßerregung.

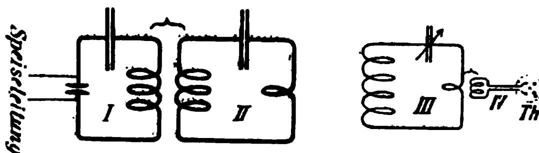
Von A. Espinosa de los Monteros.

Bei der Stoßerregung elektromagnetischer Schwingungen spielen, wie Herr M. Wien[1]) gezeigt hat, die Vorgänge im Funken des Stoßkreises eine ausschlaggebende Rolle. Als Funkenstrecken im Stoßkreis sind bis jetzt hauptsächlich gebraucht worden einfache Funkenstrecke mit festen Metallelektroden in Luft (R. Fessenden, M. Wien) und die evakuierte Quecksilberbogenlampe (R. Rendahl bei der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie).[2])

Nach Erfahrungen auf anderem Gebiet lag es nahe, zu untersuchen, ob nicht Unterteilung der Funkenstrecke und Einbettung in Wasserstoff den Wirkungsgrad der Stoßerregung günstig beeinflußt.

Ich habe deshalb im Anschluß an Versuche, die schon Herr W. Eickhoff am hiesigen Institut gemacht hatte, auf Anregung von Herrn Prof. Zenneck diese Frage untersucht.

Die Anordnung war die folgende (Figur): Der Stoßkreis (I)



wurde durch einen Funkeninduktor und langsam arbeitenden Unterbrecher betrieben. Er induzierte auf einen Zwischenkreis (II) und dieser in extrem loser Koppelung auf den Meßkreis (III), der mit dem Indikatorkreis (IV) mit evakuiertem Brandesschen Thermoelement lose gekoppelt war. Gemessen wurde also der Stromeffekt im Indikatorkreis (IV) bzw. der damit proportionale Stromeffekt im Meßkreis (III). Von besonderer Bedeutung ist die Stärke der Koppelung zwischen dem Stoßkreis (I) und dem Zwischenkreis (II). Sie muß vor allem so gewählt werden, daß im Zwischenkreis nur eine einzige Schwingung vorhanden ist, was durch Aufnahme der Resonanzkurve mit Hilfe

1) M. Wien, Physik. Ztschr. 7, 872, 1906; 9, 49, 1908.
2) R. Rendahl, Physik. Ztschr. 9, 203, 1908.

des Meßkreises (III) stets kontrolliert wurde. Aber auch, wenn diese Bedingung befriedigt ist, ist die Stärke der Koppelung von sehr großem Einfluß auf den Wert, den der Stromeffekt im Meßkreis bei Resonanz annimmt, und damit auf den Wirkungsgrad der ganzen Anordnung.[1]) Es wurde deshalb für jede Funkenstrecke derjenige Koppelungsgrad eingestellt, der für die betreffende Funkenstrecke am günstigsten war.

In der folgenden Tabelle sind die Werte zusammengestellt, die ich für den Stromeffekt im Indikatorsystem bei Resonanz erhielt einmal, wenn die unterteilte Wasserstoff-Funkenstrecke[2]) und dann, wenn die Quecksilberlampe sich im Stoßkreis befand. Zum Vergleich sind die Werte beigefügt, welche eine einfache Funkenstrecke mit festen Metallelektroden in Luft lieferte, wenn sie in den Stoßkreis an Stelle der unterteilten Wasserstoff-Funkenstrecke bzw. der Quecksilberlampe eingefügt und auf dieselbe Spannung, wie die unterteilte Wasserstoff-Funkenstrecke bzw. Quecksilberlampe eingestellt wurde. Die unterteilte Wasserstoff-Funkenstrecke bestand aus 4 hintereinander geschalteten Funkenstrecken mit Aluminiumelektroden. Die Quecksilberlampe war von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie bezogen; sie wurde erst zugeschmolzen, nachdem sie durch einen Gleichstrom von einigen Amperes mehrere Stunden lang erhitzt und so stark als möglich evakuiert worden war; das Vakuum der Lampen hat sich im Verlauf der Versuche nicht merklich geändert.

Tabelle.

	Stromeffekt bei Resonanz
Unterteilte Wasserstoffunkenstrecke	170
Einfache Luftfunkenstrecke gleicher Entladespannung (4 mm)	108[3])
Quecksilberlampe	60
Einfache Funkenstrecke gleicher Entladespannung (3,5 mm)	135[3])

Aus den oben angegebenen Werten folgt, daß unter den Bedingungen, unter denen meine Versuche gemacht worden waren,

1) Darauf hat schon Br. Glatzel, Ber. d. deutschen physik. Ges. 6, 54, 1908, aufmerksam gemacht.

2) Durch Vorversuche war festgestellt worden, daß eine unterteilte Funkenstrecke in Wasserstoff günstiger ist, als eine unterteilte Funkenstrecke in Luft oder einfache in Wasserstoff.

3) Die Tourenzahl des Unterbrechers war in beiden Fällen nicht dieselbe.

1. Unterteilung der Funkenstrecke und Einbetten in Wasserstoff bei Stoßerregung sehr günstig wirken[1]),

2. daß eine unterteilte Funkenstrecke in Wasserstoff erheblich günstiger ist als eine Quecksilberbogenlampe.

Diese Resultate sind aber noch nach verschiedenen Richtungen unvollständig.

1. Es hätte das Verhältnis der Kapazitäten im Stoßkreis und Zwischenkreis, das bei mir 1 : 1 war, variiert werden sollen. Es ist zu vermuten und scheint durch die Erfahrung bestätigt zu werden, daß möglichst große Kapazität im Stoßkreis erhebliche Vorteile bietet.

2. Der Zwischenkreis war bei meinen Versuchen verhältnismäßig stark gedämpft ($\mathfrak{d} = 0{,}03$). Der Wirkungsgrad der ganzen Anordnung wird aber um so besser, je geringer die Dämpfung im Zwischenkreise ist. Es hätte die Untersuchung auf verschieden gedämpfte Zwischenkreise ausgedehnt werden sollen. Insbesondere hätte untersucht werden sollen, wie sich die Verhältnisse gestalten, wenn dem Zwischenkreis mehr Energie entzogen wird.

3. Es hätte auch mit sehr viel rascherer Funkenfolge gearbeitet werden sollen.

Es ist nicht wahrscheinlich, daß durch 1. und 2. das Verhältnis der verschiedenen Funkenstrecken sich anders ergeben hätte. Sehr gut möglich aber ist, daß bei rascher Funkenfolge, wie man sie bei Speisung des Stoßkreises mit Wechselstrom hoher Frequenz oder gar Gleichstrom bekommt, die Funkenstrecken sich wesentlich anders verhalten.

Zu meinem Bedauern war es mir nicht möglich, die Untersuchung in den angegebenen Richtungen fortzusetzen, da mein Kommando nach Deutschland abgelaufen ist.

---

1) Man könnte vermuten, daß die günstige Wirkung der Unterteilung der Funkenstrecke und des Wasserstoffs einfach auf die Vermehrung der Dämpfung zurückzuführen ist, welche durch die Unterteilung und das Einbetten in Wasserstoff tatsächlich hervorgerufen wird. Das ist indes nicht der Fall; wenn man bei einer einfachen Funkenstrecke im Stoßkreis die Dämpfung durch Einschalten von Widerstand steigert, gelangt man nicht zu den Werten, welche eine unterteilte Wasserstoffunkenstrecke liefert. Es scheinen vielmehr ähnliche Faktoren maßgebend zu sein, wie bei der Erzeugung ungedämpfter Schwingungen.

Braunschweig, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Mai 1908.

(Eingesandt 11. Juni 1908.)

Über den Einfluß der Höhe von Sende- und Empfangsantenne auf die Strahlungswirkung elektrischer Wellen.

Von **K. E. F. Schmidt.**

Für die exakte Messung einer großen Reihe prinzipiell wichtiger Vorgänge bei der Ausstrahlung und Ausbreitung elektrischer Wellen ist es dringend geboten, die Vertikalerhebung der Antennen absolut konstant zu halten, da die zu messenden Wirkungen stark mit der Änderung der Antennenhöhe variieren.

Schon Marconi[1]) hat bei seinen ersten Untersuchungen auf die außerordentliche Verstärkung hingewiesen, welche die Sende- und Empfangswirkung in der drahtlosen Telegraphie mit zunehmender Erhebung der Antenne über dem Erdboden zeigt. Marconi leitete aus seinen Versuchen ab, daß die Entfernung d, auf welche noch gute Zeichen übertragen werden, mit der Höhe h durch die Beziehung $d = c \cdot h^2$ verknüpft sei.

Duddell und Taylor[2]) haben dann mit dem Thermogalvanometer exakte Messungen angestellt und abweichend von Marconi gefunden, daß die Wirkung proportional mit der Zunahme der Antennenerhebung steigt. Es schien mir daher wünschenswert, die Frage nochmals zu prüfen, zumal die Versuche von Duddell und Taylor nur in kleinen Entfernungen (470 m) der Stationen und mit niedrigen Antennen ausgeführt sind.

Auch sind die Versuche nicht einwandfrei. Um die durch die Erhöhung hervorgerufene Verlängerung der Eigenwelle des Senders auszugleichen, verkleinerte man die Zusatzinduktanz, und um die Stromstärke, welche sich damit änderte, konstant zu halten, mußte die Funkenlänge geändert werden.

Erfahrungsgemäß ändert jeder dieser Punkte die Strahlungsstärke. Es spricht sich das auch aus in dem Unterschied der Resultate von Duddell und Taylor; der Anstieg der Wirkung mit zunehmender Höhe ist für konstant gehaltene Amperes bei variabler Funkenlänge merklich kleiner als für konstante Funkenlänge und variabler Amperegröße; im ersten Falle nur 11,3 Proz. gegen 13,2 Proz. im zweiten.

1) Siehe Flemming, The principles of electric wawe telegraphy S. 601.

2) Wirless Telegraph Measurements, Journ. Inst. Electr. London, 35, 221, 1905.

Im folgenden wird untersucht:

1. wie stark die Änderung der Höhe der Sendeantenne allein bei sonst absolut gleichen Versuchsbedingungen die Stärke der Strahlung beeinflußt,

2. welchen Einfluß die Höhenänderung der Empfangsantenne hat,

3. ob die Steigerung der Wirkung einen merklichen Unterschied bei geringer und großer Entfernung aufweist,

4. inwieweit die in meinen Stationen zur Verwendung gekommenen Aufhängevorrichtungen der Harfen eine Konstanz in der Höhelage gewährleisten.

Der Sender der Sendestation bestand aus einer Vertikalharfe, gebildet aus 10 Drahtlitzen (2 mm ⌀) in 1 m Abstand und je 20 m Länge und einer gleich gebildeten Horizontalharfe in 5 m Bodenabstand. Zwischen beiden Harfen lag eine Spule aus blankem Draht, von der einige Mittelwindungen gleichzeitig dem geschlossenen Flaschenkreis zugehörten. Das obere Ende der Vertikalharfe befand sich gewöhnlich ca. 30 m über der Erde; für die Versuche wurde es bis auf 27,5 m gesenkt. Die Länge der ausgestrahlten Welle betrug 400 m.

In der ca. 375 m entfernten Empfangsstation I war die Empfangsantenne ein Draht aus *Cu*-Litze, dessen oberes Ende ca. 8 m über der Erde lag. Über eine Abstimmspule und einen Barretter mittlerer Empfindlichkeit war die Antenne geerdet.

In der 8 km entfernten Empfangsstation II war ein System von 2 Harfen von genau gleicher Größe und Anordnung wie in der Sendestation benutzt. Jede Harfe war an eine Abstimmspule gelegt; zwischen diesen befand sich ein Barretter von sehr hoher Empfindlichkeit.

Mit Hilfe der Barretter wurden Resonanzkurven aufgenommen, indem in bekannter Weise durch allmähliches Zuschalten von Induktanz die Eigenwelle des Empfängers geändert wurde, und die zugehörigen Galvanometerausschläge beobachtet wurden.

In der Sendestation blieb die im Sender fließende Energie — wie die Messungen ergaben — absolut konstant.

In einer zweiten Versuchsreihe wurde bei konstant gehaltener Höhe der Sendeantenne die Empfangsantenne von 30 auf 29 bezw. 28 m gesenkt.

Fig. 1 gibt die Resonanzkurven für diesen Versuch; in der Abszisse sind die Werte der zugeschalteten Selbstinduktion, in der Ordinate die Ausschläge des Galvanometers im Barretter-Kreise aufgetragen. Die aus solchen Kurven erhaltenen Maximalausschläge sind zur Darstellung der Fig. 2 benutzt. In der Abszisse sind die Höhen der Vertikalharfe h, in der Ordinate die zugehörigen Maximalausschläge des Galvanometers in Skalenteilen eingezeichnet.

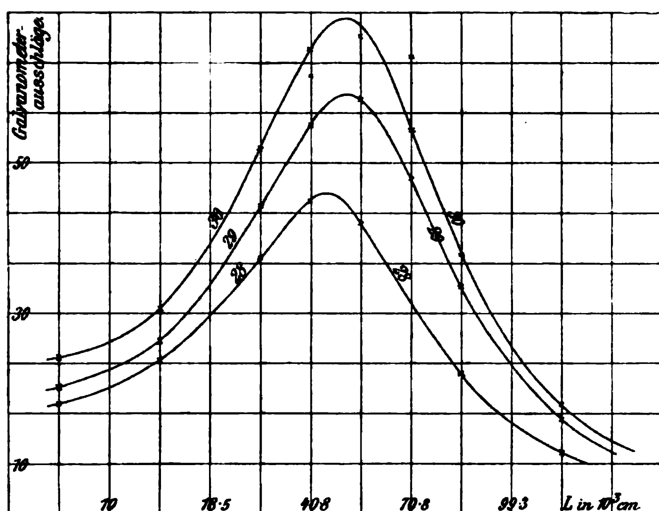


Fig. 1. Resonanzkurve für Empfangswirkung bei verschiedener Höhe der Empfangsantenne. Stationsabstand 8 km.

Kurve *a* gibt den Einfluß der Senkung in der Sendestation auf die Wirkung für Empfangsstation I; Kurve *b* das entsprechende für Empfangsstation II.

Kurve *c* veranschaulicht die Wirkung des Senkens der Harfe in Empfangsstation II.

Kurve *d* gibt das Resultat der Messung von Duddell und Taylor. Aus diesen Beobachtungsresultaten folgt, daß übereinstimmend mit den Messungen von Duddell und Taylor $\frac{\Delta a}{\Delta h} = \text{const}$ ist.

Die Konstante ermittelten die Verfasser zu 11,7 Proz.; während bei meinen Versuchen in Empfangsstation I ca. 19,8 Proz. und in Empfangsstation II ca. 18,8 Proz. gefunden wurden; für die Senkung der Harfe in Empfangsstation II ermittelte ich die Konstante zu 20,6 Proz.[1]) Ob dieser merkliche Unterschied gegen die Konstante von Duddell und Taylor allein in der wesentlich anderen Anordnung der Antennen liegt oder ob er durch die erwähnten Fehlerquellen mit hervorgerufen ist, läßt sich aus diesen Versuchen allein nicht entscheiden.

Im Mittel ergeben meine Versuche 19,8 Proz., also rund

1) Diese Zahlen sind in der Weise berechnet, daß die prozentuale Änderung für die mittlere Höhe der Antenne (Mitte der Figur) bestimmt wurde.

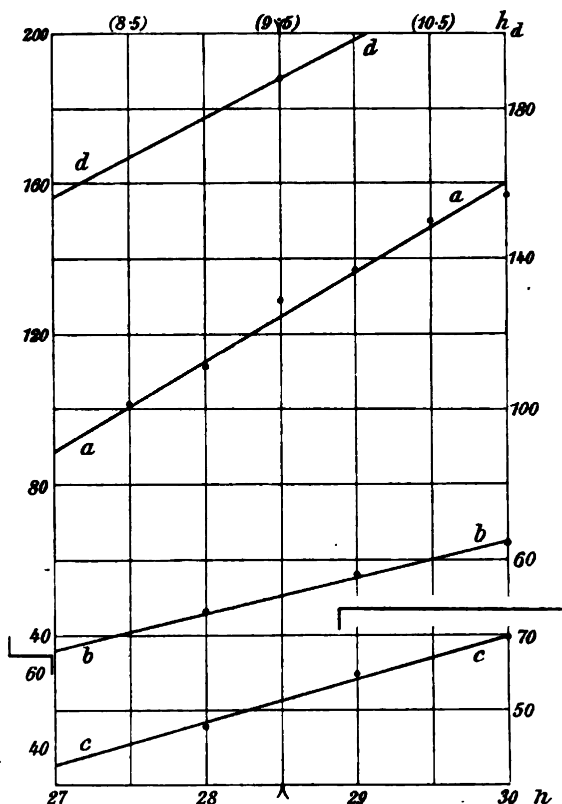


Fig. 2.[1]) Einfluß der Antennenhöhe auf die Strahlungsstärke.

20 Proz. Vermehrung der Wirkung, wenn die Antenne um 1 m gehoben wird.

Die Höhenänderung hat für die Sende- und Empfangsantenne die gleiche Wirkung; ein Unterschied bei geringer und großer Entfernung der Stationen ist nicht nachweisbar.

Die durch Witterungseinflüsse eintretenden Änderungen in der Antennenhöhe[2]) sind nach den Triangulationsmessungen meines Assistenten

1) Die eingeklammerten Zahlen (oben in der Fig. 2) geben die Antennenhöhe für die Versuche von Duddell und Taylor.

2) Die Antenne hängt an einem 30 m langen, durch Deltaglocken isolierten Seil, welches durch 2 Spannseile gehalten wird. Diese laufen über Rollen, die sich am Kopfe 2 kräftiger Holzmaste von 32 m Höhe befinden. Die Maste werden durch je 5 Taue gehalten, deren untere Enden durch kräftige Federn dauernd stark gespannt sind.

des Herrn M. Grober mit Ausnahme eines Falles 15. VIII. nicht sehr erheblich. Nach diesen Beobachtungen ergab sich folgendes:

	Die Harfenhöhe der Sendestation änderte sich in der Zeit von		
	7h bis 10h früh	10h bis 1h	
14. August 1907	+ 0,05 m	0	feucht; Nacht ohne Niederschläge
15. August 1907	— 0,29	+ 0,19	heiß
16. August 1907	— 0,02	— 0,02	Nachts starker Regen, am 16. trocken, schwache Sonne
19. August 1907	0	—	früh Regen; regnerisch
20. August 1907	0,03	—	trübe
21. August 1907	0,0	—	trübe

Bei starken Windbewegungen werden stärkere Höhenänderungen nicht ausgeschlossen sein.

Im allgemeinen werden aber bei meinen Versuchsanordnungen die durch Höhenschwankungen der Harfen hervorgerufenen Fehler 1 bis 2 Proz. nicht übersteigen.

Auf die Bestimmung der Dämpfung hat nach meinen Messungen die Höhe der Harfe keinen Einfluß.

Das Resultat dieser Messungen bildet eine experimentelle Bestätigung des von H. Hertz[1]) theoretisch gefundenen Wertes für die Strahlungsstärke. Hertz findet (S. 153), daß diese proportional mit der Länge des Leiters l[2]), auf dem die Schwingung abläuft, wächst; denn die für die Strahlung maßgebende Größe Q wie die aus Q abzuleitenden Kraftkomponenten Z und R sind l proportional.

1) Ausbreitung der elektrischen Kraft, S. 151 ff.

2) Für l kommt nur der in die Vertikalrichtung fallende Teil in Betracht, denn bei den hier dargestellten Versuchen wirkt für die Strahlung immer nur der vertikal gerichtete Teil des Senders; die Wirkung der bei Senkung mehr oder weniger horizontal sich lagernden Teile ist entsprechend geschwächt.

Halle a. S.-Cröllwitz, Physikal. Versuchsstation, Juni 1908.

(Eingesandt 17. Juni 1908.)

Die Dämpfungserscheinungen bei elektromagnetischen Schwingungsvorgängen.

Von Max Grober.

II. Teil.[1])

Die theoretischen Berechnungen der Dämpfung, wie sie durch Hertz und Poincaré begonnen waren, wurden sowohl allgemein als auch für spezielle Fälle von Sendern wieder aufgenommen von M. Planck[2]), Lagergren[3]), Abraham[4]) und Sommerfeld.[5])

M. Planck geht aus von der Erfahrungstatsache, daß das logarithmische Dekrement, insoweit es als unabhängig vom Leitungswiderstand angesetzt wird, mit schneller werdenden Schwingungen abnimmt, während es sich in seiner Abhängigkeit von der Ausstrahlung entgegengesetzt verhält. Von der Schwingungszahl allein jedoch hängt dieses verschiedene Verhalten, wie sich ergeben wird, nicht ab.

Wenn ein Resonator von einer elektrischen Welle getroffen wird, deren Fortpflanzungsrichtung die z-Achse ist, so stellen, wenn

$$F = \frac{1}{r} f\left(t - \frac{r}{c}\right)$$

ist, wobei r die Entfernung, Resonator, Primärsystem und c die Licht geschwindigkeit bedeuten,

$$x = \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial z}, \qquad y = \frac{\partial^2 F}{\partial y \partial z}, \qquad z = \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial t^2}$$

und

$$L = \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial y \partial t}, \qquad M = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial t}, \qquad N = 0$$

die Richtungen der elektrischen und magnetischen Kraft dar. Führt man Polarkoordinaten ein und bestimmt nach der Poyntingschen Formel

1) I. Teil dies. Jahrb. **1**, 359, 1907.

2) M. Planck, Über elektrische Schwingungen, welche durch Resonanz erregt und durch Strahlung gedämpft werden. Sitzungsb. d. k. Akad. d. Wiss. in Berlin math.-phys. Klasse, 21. März 1895 und 20. Februar 1896. Abgedruckt: Wied. Ann. **57**, 1, 1896 und **60**, 577, 1897.

3) Lagergren, Über die Dämpfung elektrischer Resonatoren. Bih. till. K. Svenska Vet.-Akad. Handl. **28**, Afd. I, No. 4. Auszug: Wied. Ann. **64**, 290, 1898. — Über elektrische Energieausstrahlung. Stockholm 1902.

4) Abraham, Die elektrischen Schwingungen um einen stabförmigen Leiter; behandelt nach der Maxwellschen Theorie. Wied. Ann. **66**, 435, 1898; Ann. d. Phys. **2**, 32, 1900; Physik. Ztschr. **2**, 329, 1901.

5) Sommerfeld, Über die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes. Wied. Ann. **67**, 233, 1899.

die ausgeströmte Energie, so ergibt sich nach mehreren Vereinfachungen das logarithmische Dekrement

$$\delta = \frac{16\,\pi^4}{3\,\lambda^2 K},$$

wo K eine Resonatorkonstante ist, die im engen Zusammenhang mit der Kapazität steht. Es ergab sich das Dekrement zu 0,3. Bjerknes hatte für gleiche Systeme 0,4 gefunden auf experimentellem Wege, eine Abweichung, die sich daraus ergab, daß bei letzterem in unmittelbarer Nähe des schwingenden, strahlenden Systemes sich Drähte befanden, die eine nicht unerhebliche Menge Energie absorbierten, wie auch, daß das System eine Funkenstrecke besaß.

An diese Arbeit knüpft Lagergren an, benutzt obige Formel für δ und untersucht spezieller den Einfluß der Größe K. Seine experimentellen Untersuchungen über Dämpfungsmessungen geben einen zweiten Weg, um die logarithmischen Dekremente des Meß- und Primärkreises, deren Summe aus der Resonanzkurve abgemessen werden kann, zu bestimmen.

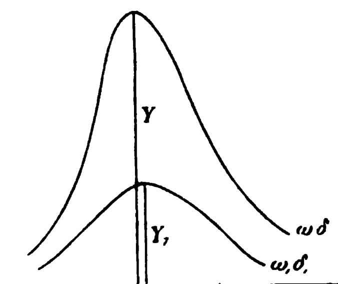


Fig. 1.

Er nimmt einen beliebigen Resonator, dessen Dämpfung bekannt ist, als Vergleichsresonator. Dann mißt er

$$\omega_1 = \frac{\delta_1 + \gamma}{2},$$

$$\omega = \frac{\delta + \gamma}{2}$$

und eliminiert γ, woraus folgt

$$\delta = \delta_1 + 2\,(\omega - \omega_1).$$

Der Vorteil dieser Methode besteht in der Messung einer Differenz, der Nachteil aber, daß eine bestimmte Schwingungszahl nicht verlassen werden darf. Deshalb bleibt der von Bjerknes vorgeschlagene Weg

der brauchbarere. Man schalte im Resonator einen bestimmten Widerstand hinzu, der eine Veränderung der Ordinate bei Isochronismus hervorruft. Wenn $Y_1 Y_1$ diese Ordinaten bedeuten, so ist

$$Y \omega \delta = Y_1 \omega_1 \delta_1,$$
$$\gamma + \delta = 2 \omega,$$
$$\gamma + \delta_1 = 2 \omega_1,$$

also

$$\delta = 2 Y_1 \omega_1 \frac{\omega_1 - \omega}{Y\omega - Y_1 \omega_1}.$$

Die Methode liefert aber oft beträchtliche Abweichungen, die Lagergren aus der unsicheren Bestimmung ableiten will.

Von denselben Überlegungen wie Hertz gehen Abraham und Sommerfeld aus. Um aber hier nicht allzuviel mathematische Formeln zu bringen, sei nur Abrahams Arbeit: Funkentelegraphie und Elektrodynamik berücksichtigt. Mit Zuhilfenahme des Poyntingschen Satzes erhält er für die aus einem linearen Sender ausgeströmte Energie für die Zeit

$$\tau = \frac{4 l}{c n},$$
$$S_\tau = \frac{a^2 2 l}{n} C_n (1),$$

wo c die Lichtgeschwindigkeit, a Amplitude in den Strombäuchen, l die Länge des Leiters und n eine ungerade Zahl, die die n-Oberschwingung angibt, bedeutet und endlich

$$C_n = \int_0^{2\pi n} \frac{1 - \cos \gamma}{\gamma} d\gamma$$

ist. Die zugeführte Energie aber beträgt

$$T = \frac{1}{2} L a^2,$$

wenn L den Koeffizienten der Induktion bedeutet, der sich bestimmen oder zu

$$L = 4 l \left(\lg \operatorname{nat} \left(\frac{4 l}{\varrho} \right) - 1 \right)$$

berechnen läßt. Somit geht während einer Schwingung

$$\frac{8 l}{n} \frac{C_n (1)}{L} = \frac{2 C_n (1)}{n \left[\lg \operatorname{nat} \left(\frac{4 l}{\varrho} \right) - 1 \right]}$$

verloren und es wird

$$\delta = \frac{1}{n} \cdot \frac{C_n(1)}{\lg \mathrm{nat}\left(\frac{4l}{\varrho}\right) - 1},$$

eine Formel, die mit der streng abgeleiteten fast vollkommen übereinstimmt und die nach Abraham auch genügend gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Werten ergibt.

Ebenfalls anlehnend an obige Arbeiten, versucht Drude[1]) einc Erweiterung der Bjerknesschen Methode zu geben. Er geht von den Fragen aus, ob die Wirkung im Sekundärkreis bei variablem ν, für $\nu_1 = \nu_2$ ein Maximum erreicht und ob durch quantitative Ausmessung der Resonanzkurve δ_1 und δ_2 getrennt bestimmbar sind.

Die Betrachtungen werden zunächst allgemein für Integraleffekt und Maximalamplitude durchgeführt. Es ist

$$v_2 = v_1 (1 + \zeta).$$

Der Effekt im Sekundärkreis

$$E = P(1 + a\zeta - b\zeta^2)$$

$$E_{\max} = P\left(1 + \frac{a^2}{4b}\right).$$

Ist

$$\zeta = \zeta_{\max} + \eta,$$

also

$$\nu_1 = v_2 (1 + \zeta_{\max} + \eta,$$

so wird

$$\frac{E_{\max} - E}{E_{\max}} = b\eta^2.$$

In η ist experimentell bestimmbar und gestattet dann eine Bestimmung von b.

Es ergibt sich nun für $\zeta_{\max}$ bei

	Maximaleffekt	Integraleffekt
L konstant C variabel	$-\dfrac{1 + \dfrac{2\delta}{\delta_1 - \delta_2}\left(1 - \dfrac{\delta_2}{\delta_1 - \delta_2} \lg \dfrac{\delta_1}{\delta_2}\right)}{2b}$	$-\dfrac{\delta_2 \delta(\delta_1 + \delta_2)}{2\delta_1 v_1{}^2}$
C konstant. L variabel	$\dfrac{3 - \dfrac{2\delta}{\delta_1 - \delta_2}\left(1 - \dfrac{\delta_2}{\delta_1 - \delta_2} \lg \dfrac{\delta_1}{\delta_2}\right)}{2b}$	$\dfrac{4 - \dfrac{\delta_2 \delta_1}{\delta_1(\delta_1 + \delta_2)}}{2v_1{}^2(\delta_1 + \delta_2)^2}$

1) Drude, Über induktive Erregung zweier elektrischer Schwingungskreise mit Anwendung auf Perioden- und Dämpfungsmessungen, Teslatransformatoren und drahtlose Telegraphie. Ann. d. Phys. 13, 512, 1904.

Wenn also die Änderungskoeffizienten δ und δ' das Resultat nicht wesentlich beeinträchtigen, so ist die Resonanzfrequenz im Falle L variabel größer als im Falle C variabel.[1])

Die Bestimmung der Maximalamplitude geschieht mit Bestimmung von Funkenschlagweiten oder mit der Braunschen Röhre.

Hiergegen bemerkt Zenneck[2]), daß, falls die Braunsche Röhre imstande wäre, diese hohen Schwingungen sichtbar oder für photographische Zwecke brauchbar zu machen, wir dann eine direkte und zuverlässigere Bestimmung der Dämpfung hätten. Zugleich geht nun Zenneck ein auf die neueren Untersuchungen in der Wellentelegraphie und zeigt den Unterschied zwischen Laboratorium und Versuchsstation. Über die Grenzen der Verwendung der Braunschen Röhre handelt eine weitere Arbeit von Zenneck.[3]) Bei langsamen Schwingungen etwa bis 10^4 vermag man die abgelenkten Kathodenstrahlen dem Auge direkt im Verlaufe durch einen rotierenden Spiegel sichtbar zu machen. Bei höheren Schwingungen jedoch sind wegen der Lichtschwäche des Bildes die Punkte kleinster Geschwindigkeit noch eben sichtbar. Um bei 10^6 diese Punkte auf die photographische Platte zu bringen, wandte Zenneck bei seinen Aufnahmen, auf deren Wiedergabe ich hier leider verzichten muß, bis 600 Entladungen an und belichtete $^1/_2$ Minute und mehr. Wie aber aus den Figuren hervorgeht (S. 804), kann man nur verhältnismäßig große Dämpfungen messen. Der große Vorteil der Methode beruht in der empfindlichen Kontrolle der Regelmäßigkeit der Schwingungen und der Demonstrationsmöglichkeit.

Die weiter von Zenneck[4]) noch zu erwähnende Arbeit schneidet die prinzipielle Frage an, ob das Abklingen überhaupt nach einer Exponentialkurve erfolgt. Für Kondensatorkreise mit Funkenstrecke scheint dies wegen des Verhaltens des sog. „Funkenwiderstandes" nicht der Fall zu sein, der Abfall erfolgt (Fig. 2) zunächst langsam, dann

1) Eine Untersuchung des Faktors ζ und Untersuchungen im Anschluß an die noch zu besprechende Arbeit von K. E. F. Schmidt wird hier veröffentlicht werden als Auszug einer in Bälde veröffentlichten Promotionsarbeit. Diese enthält zugleich eine Kritik der Dämpfungsmessungen mit graphischen Methoden und behandelt die Fragen über Isochronität, Resonanz und Unsymmetrie.

2) Zenneck, Theorie und Praxis in der drahtlosen Telegraphie. Physik. Zeitschr. 5, 586, 1904.

3) Zenneck, Verfahren, um die Dämpfung elektrischer Schwingungen sichtbar zu machen. Ann. d. Phys. 7, 801, 1902.

4) Zenneck, Die Abnahme der Amplitude bei Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke. Ann. d. Phys. 13, 822, 1904.

rascher, die Kurven nähern sich einer Geraden. Zenneck macht dann den Ansatz

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{A}_0 \, e^{-\left[\mathfrak{b}_1 \left(\frac{t}{T}\right) + \mathfrak{b}_2 \left(\frac{t}{T}\right)^2\right]},$$

ein Ansatz, der viel eher berechtigt ist als die Annahme der Geraden, zumal da neuere Arbeiten gelehrt haben, daß der Funkenwiderstand von wenigstens 2 Parametern abhängig einzuführen ist.[1])

Die Methode zur Bestimmung der Dämpfung, wie sie von Rutherford (Transactions Roy. Soc. Journ. 1896; Philos. Trans. 189A, 1897) ausgearbeitet und von Brooks (Phil. Mag. (6) II, 1901) weitergeführt

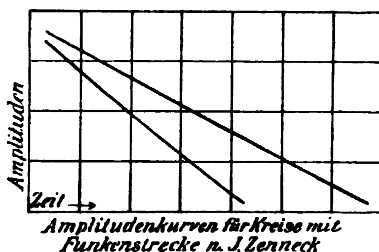


Fig. 2.

wurde, übergehe ich, da sie in der Praxis wohl nirgends in Gebrauch ist.

Kleinere Umformungen der Formel für spezielle Fälle sind von Rempp, Brandes.

Rempp[2]) führt in die Bjerknessche Gleichung die Wechselzahlen statt der Schwingungsdauern und den thermischen Integraleffekt statt des elektrischen, so wird

$$\omega = \frac{\gamma + \delta}{2} = \pi \cdot \left(1 - \frac{n}{n_0}\right) \sqrt{\frac{y}{y_0 - y}}$$
$$= \pi \left(1 - \sqrt{\frac{c_0}{c}}\right) \cdot \sqrt{\frac{y}{y_0 - y}}.$$

Statt des Faktors

$$1 - \frac{n}{n_0} = 1 - \sqrt{\frac{c_0}{c}}$$

1) Koch, Einige Untersuchungen über den elektrischen Funken. Ann. d. Phys. **15**, 865, 1904 und **20**, 601, 1906; Heydweiller, Energie, Dauer, dämpfende Wirkung und Widerstand von Kondensatorfunken. Ann. d. Phys. **19**, 649, 1906; **25**, 48, 1908.

2) Rempp, Die Dämpfung von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke. Ann. d. Phys. **17**, 627, 1905.

führt Brandes[1]) ein

$$1-\sqrt{1-\frac{c-c_0}{c}} \quad \left[\text{nicht } \frac{c_0-c}{c_0}\right]$$
$$\sim \frac{1}{2}\frac{c-c_0}{c}$$

und erhält

$$\frac{\gamma+\delta}{2}=\frac{\pi}{2}\cdot\frac{c-c_0}{c}\sqrt{\frac{y}{y_0-y}}$$

Die noch zu behandelnden Methoden im Anschluß an die Bjerknessche Arbeit sind von Tissot, Zenneck.

Tissot[2]) geht aus von der Gleichung der Resonanzkurve und erhält für den geometrischen Ort der Verbindungslinie von zur Achse der ν_2 parallelen Sehnen eine gleichseitige Hyperbel genau wörtlich wie Bjerknes (Fig. 3). Ist nun

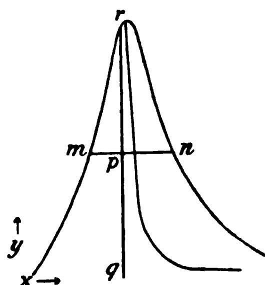


Fig. 3.

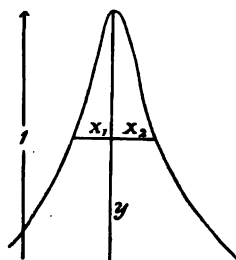


Fig. 4.

$$\begin{aligned}\overline{mp} &= (x_2 - X) = a\\ \overline{pn} &= (x_2 - X) = b\\ \overline{pq} &= \quad y \quad = c\\ \overline{pr} &= Y - y \ = d,\end{aligned}$$

so folgt aus der Kurvengleichung

$$\omega=\frac{\gamma+\delta}{2}=\frac{\pi}{X}\cdot\sqrt{\frac{a\,b\,c}{d}},$$

wo X die Abszisse des Isochronitätspunktes ist.

1) Brandes, Über die Dämpfung und Energieausnutzung einiger Senderanordnungen in der drahtlosen Telegraphie. Ann. d. Phys. 22. 640, 1907.

2) Tissot, Etude de la résonance des systèmes d'antennes dans la telegraphie sans fil. Paris 1906.

Zenneck gibt an

$$\mathfrak{b}_1 + \mathfrak{b}_2 = 2\pi \cdot x \cdot \sqrt{\frac{y}{1-y}}, \text{ wo } x = \frac{x_1 + x_2}{2},$$

eine Gleichung, deren Größen aus Fig. 4 abzumessen sind. Grenzen,

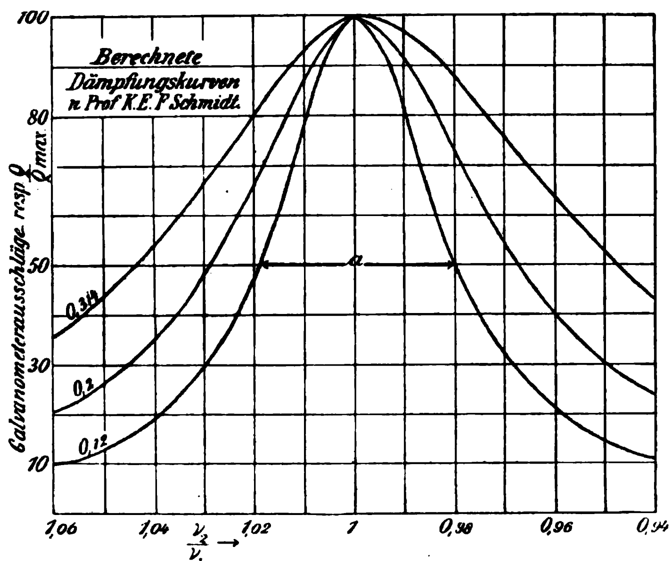


Fig. 5.

Genauigkeit dieser Formeln werden im nächsten Teile dieser Arbeit berücksichtigt.

Nur noch die jüngste Arbeit über diesen Gegenstand soll hier

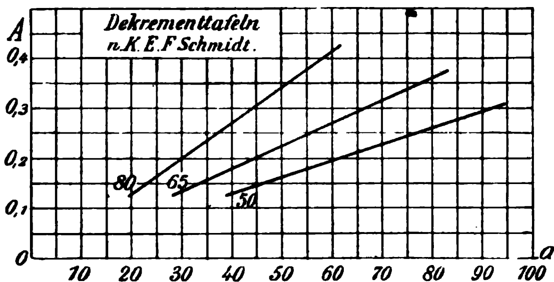


Fig. 6.

kurz berücksichtigt werden. K. E. F. Schmidt[1]) geht aus von dem Gedanken, daß die theoretisch berechneten Resonanzkurven quantitativ ausgemessene Größen ergeben, die, in tabellarischer, oder graphischer Anordnung aufgetragen, gestatten, durch einfache Ausmessung der experimentell gefundenen Kurven bestimmte Werte, im besonderen das log. Dekrement abzulesen. So sind auch hier für einige Werte von $\varDelta = \frac{\delta}{2\pi}$ berechnete Kurven aufgetragen und in Fig. 6 die Dekrementtafel für die Breiten 80, 65, 50 gezeichnet.

1) K. E. F. Schmidt, Über Messung der Dämpfung in elektrischen Schwingungskreisen. Phys. Zeitschr. 9, 13, 1908.

Halle a. S.-Cröllwitz, Physikalische Versuchsstation. Mai 1908.

(Eingesandt 15. Juni 1908.)

(Fortsetzung folgt.)

Über die Widerstandszunahme von Solenoiden im Kondensatorschwingungskreis.

Von F. Rusch.

Wie bekannt, ist ein stromdurchflossenes Solenoid axial von einem magnetischen Kraftlinienstrom durchsetzt, der in radialer Richtung praktisch keine Dichtenvariation zeigt, unter der Voraussetzung, daß das Solenoid unendlich lang ist.

Dieser Kraftlinienstrom repräsentiert die magnetische Energie $\frac{1}{2} L i^2$, wenn L der sogenannte Selbstinduktionskoeffizient und i die Stromstärke des Solenoids ist. Im leitenden Raum des Solenoids wird durch Wärmeentwicklung die Energie $i^2 W$ pro Sek. vergeudet, wenn W den Ohmschen Widerstand der Drahtrolle bedeutet.

Das sind die Verhältnisse, wenn die Rolle von Gleichstrom durchflossen wird.

Für Wechselstrom ändern sie sich wesentlich. Abgesehen davon, daß der Totalstrom i infolge der jetzt zeitlich variierenden Energiemenge $\frac{1}{2} L i^2$ gegen die Spannung eine Phasenverschiebung erleidet $\left[\text{bedingt durch die EMK der Selbstinduktion } \frac{1}{i}\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2} L i^2\right)\right]$, treten

auch noch EMKe auf, die durch die gegenseitige Induktion der einzelnen Stromfäden hervorgerufen werden. Diese EMKe wirken nun auf die induzierenden Drahtelemente so zurück, daß deren Widerstand scheinbar vermehrt, deren Selbstinduktion dagegen vermindert wird. Es möge diese Erscheinung durch ein Diagramm illustriert werden. In zwei benachbarten Leiterelementen sollen die Stromdichten i_1 und i_2 herrschen. Die zeitliche Verschiebung der beiden Ströme nehme ich der Deutlichkeit halber absichtlich groß an (Fig. 1).

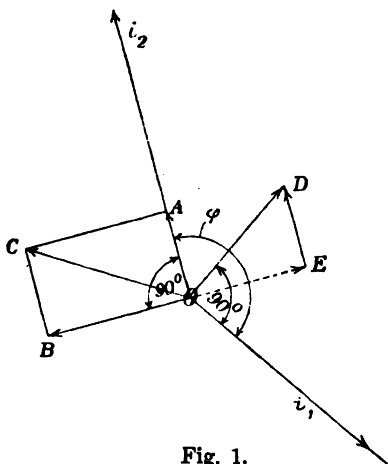


Fig. 1.

Die EMK der Selbstinduktion von i_2 ist OB, die EMK, die durch Ohmschen Widerstand verbraucht wird, OA.

Also ist der gesamte Spannungsverlust in der Strombahn von $i_2 = OC$.

Von i_1 her wird nun durch gegenseitige Induktion in der Strombahn i_2 die EMK OD induziert. Diese kann man in 2 Komponenten zerlegen, von denen die eine OE der Selbstinduktionsspannung OB direkt entgegenwirkt, während die andere DE additiv zur Ohmschen Spannung OA hinzutritt. Also in der Tat Selbstinduktionsverminderung — Widerstandserhöhung. Alles das ist übrigens jedem klar, der einigermaßen mit der Theorie des Transformators vertraut ist.

Da nun der Widerstand jedes Stromfadens erhöht, seine Selbstinduktion aber vermindert wird, so können wir erwarten, daß auch der Totalwiderstand des Solenoids sich erhöhen und die resultierende Selbstinduktion abnehmen wird, wenn die Rolle Wechselstrom durch-

fließt. Ja wir können noch mehr behaupten: da die Spannung der gegenseitigen Induktion mit zunehmender Periodenzahl wächst, so wird mit ihr auch der Widerstand zu- und die Selbstinduktion abnehmen.

Ist φ der Winkel der Phasenverschiebung zwischen i_1 und i_2, dann ist die resultierende Spannung der Selbstinduktion in der Bahn von i_2

$$OB - OE = OB - OD \cos \varphi.$$

Da $OB = \omega L i_2$ und $OD = \omega M i_1$ ist, so erhält man:

$$OB - OE = \omega L i_2 \left\{1 - \frac{L}{M} \frac{i_1}{i_2} \cos \varphi \right\}.$$

In gleicher Weise erhält man den Ohmschen Spannungsabfall zu

$$OA + ED = i_2 R_2 + \omega M i_1 \sin \varphi = i_2 R_2 \left\{1 + \omega \frac{M}{R_2} \cdot \frac{i_1}{i_2} \sin \varphi \right\}.$$

Aus der Betrachtung geht demnach hervor: Das Kraftlinienbündel, das die Spule durchsetzt, induziert, abgesehen von der Spannung der Selbstinduktion, die durch seine Oszillation verursacht wird, im Leitermaterial des Solenoids noch Wirbelströme, deren Rückwirkung eine scheinbare Erhöhung des Widerstandes und eine Verminderung der totalen Selbstinduktion bewirkt. Man kann schon jetzt, ohne tiefer auf die Erscheinung einzugehen, einsehen, daß diese Wirbelströme, die sich über den Hauptstrom lagern, sowohl eine Variation der Stromdichte, als auch der Phasen der einzelnen Stromfäden im Leiterquerschnitt hervorrufen werden.

Zur Ableitung einer Theorie des Vorganges geht man, wie Sommerfeld zum erstenmal getan, am besten von dem Bilde eines leitenden Kreiszylinders aus, der axial von einem oszillierenden Kraftlinienbündel durchsetzt wird; dann müssen zur Zylinderachse konzentrische Kreisströme fließen. Dieses Bild deckt sich in den wesentlichen Zügen mit einem stromdurchflossenen Solenoid. Nimmt man den Zylinder noch unendlich lang an, um die Vorgänge an den Enden außer acht lassen zu können, dann bietet die Aufstellung der Theorie gar keine Schwierigkeit. Es stelle Fig. 2 einen Längsschnitt durch den Zylinder dar und Fig. 3 einen Querschnitt desselben.

Den Zusammenhang zwischen der magnetischen Feldstärke H und der elektrischen Feldstärke E erhält man durch Anwendung der zwei Hauptgesetze der modernen Elektrotechnik, dem Induktions- und dem Amperewindungsgesetz.

$$1.\quad e = -\frac{d\Phi}{dt}$$

$$2.\quad 4\pi i = \int H\,dl.$$

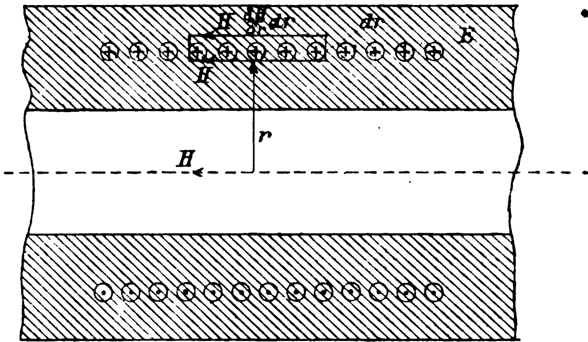


Fig. 2.

Ein Ringelement des Zylinders wird nun von dem Flux: $H \cdot (2 r \pi \cdot dr)$ durchsetzt. Also ist der Flux durch den Kreis vom Radius r gleich

$$\int_0^r H \, 2 r \pi \, dr.$$

Wenn E die elektrische Feldstärke, also die EMK pro cm Länge bedeutet, dann drückt sich die EMK, die am Rande des Kreises vom Radius r durch den obigen Flux induziert wird, aus durch

$$(2 r \pi) \cdot E.$$

Nach dem Induktionsgesetz gilt aber

$$2 r \pi E = - \frac{d}{dt} \left[\int_0^r H \cdot 2 \pi r \, dr \right].$$

Oder durch 2π dividiert und nach r differenziert

$$\frac{\partial}{\partial r} (E \cdot \varrho) = - \frac{\partial}{\partial t} (H r). \tag{I}$$

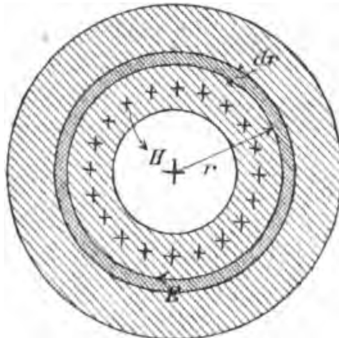


Fig. 3.

Das ist die erste Differentialgleichung zwischen den beiden Unbekannten E und H. Sie wurde mit Hilfe des Induktionsgesetzes erhalten.

Die zweite erhalten wir mit Hilfe des Amperewindungsgesetzes.

Betrachten wir nämlich im Längsschnitt den eingezeichneten rechteckigen Kraftlinienweg (das Rechteck hat die Seiten dr und 1), so wird für denselben das Integral $\int H dl$ zu:

$$H \cdot 1 - \left(H + \frac{\partial H}{\partial r} \cdot dr\right) \cdot 1 = -\frac{\partial H}{\partial r} \cdot dr.$$

Die von demselben eingeschlossenen Amperewindungen aber sind (wenn deutsch i die Stromdichte bedeutet)

$$4\pi(\mathfrak{i} \cdot 1 \cdot dr).$$

Also bekommen wir die Gleichung

$$4\pi\,\mathfrak{i} \cdot dr = -\frac{\partial H}{\partial r} \cdot dr$$

oder

$$4\pi\mathfrak{i} = -\frac{\partial H}{\partial r}. \tag{II}$$

Zu dieser zweiten Gleichung kommt noch als dritte das Ohmsche Gesetz:

$$\mathfrak{i} = \lambda \cdot E, \tag{III}$$

wobei λ die spezifische Leitfähigkeit des Zylinders ist. Mit Hilfe dieser 3 Gleichungen lassen sich die 3 Größen $H E \mathfrak{i}$ berechnen.

Aus (II) und (III) ergibt sich durch Elimination von E

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\mathfrak{i}}{\lambda} \cdot r\right) = -\frac{\partial}{\partial t}(H \cdot r), \tag{I}$$

hierzu kommt

$$4\pi\mathfrak{i} = -\frac{\partial H}{\partial r}. \tag{II}$$

i läßt sich aus (I) und (II) leicht eliminieren.

Es ist ja nach (II)

$$\mathfrak{i} = -\frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\partial H}{\partial r},$$

also

$$-\frac{\partial}{\partial r}\left(r \cdot \frac{1}{4\pi} \frac{\partial H}{\partial r}\right) = -\lambda \frac{\partial t}{\partial}(H \cdot r)$$

$$\frac{\partial}{\partial r}\left[r \cdot \frac{\partial H}{\partial r}\right] = 4\pi\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial}(H \cdot r).$$

Oder aufgelöst:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H}{\partial r} = 4\pi\lambda \frac{\partial H}{\partial t}. \tag{I}$$

Hat man hieraus H gefunden, so berechnet man i am besten mit Hilfe von Gleichung

$$4\pi i = -\frac{\partial H}{\partial r}. \tag{II}$$

Gleichung (I) ist eine Besselsche Differentialgleichung. Ich will darauf hinweisen, daß sie und die Gleichung für i völlig identisch sind mit den beiden Gleichungen, die schon Lord Kelvin ableitete, als er die Theorie des Skin-Effekts eines geraden Drahtes gab, mit dem einzigen Unterschied, daß bei unserm Problem H und i ihre Stellen vertauscht haben. Alle Lösungen, die also vom Lord Kelvinschen Problem vorliegen, können sinngemäß, eben unter Berücksichtigung dieses Umstandes, auf unseren Fall übertragen werden. A. Sommerfeld hat noch eine genäherte Lösung dieser Gleichungen gegeben in Ann. d. Phys. **15**, 675, 1904.

Ich habe nun einige experimentelle Untersuchungen angestellt, um vor allem den Einfluß der Wicklungsart auf die Widerstandszunahme von Solenoiden zu studieren.

Die Spulen wurden in den Kondensatorschwingungskreis geschaltet und mit Hilfe des bekannten Helmholtzschen Pendelunterbrechers in der von Prof. Dr. Kleiner verbesserten Form die Schwingungskurve aufgenommen, aus der man direkt die Schwingungsdauer T und das Dekrement $\delta = \frac{W}{2L} \cdot T$ entnehmen kann.

Zunächst will ich meine Solenoide beschreiben. Ich habe sieben Stück benützt, alle von gleicher Länge und solchen Durchmessern, daß ihre Selbstinduktionen ungefähr gleich waren. Dadurch wurde die Vergleichung untereinander erleichtert. Sie wurden in normaler Weise (Schicht über Schicht) mit 0,8 mm Kupferdraht, der seidenisoliert war, bewickelt. Ich lasse statt weiterer Beschreibung eine tabellarische Zusammenstellung ihrer Daten folgen.

Bezeichnung	S_1	S_2	S_3	S_4	S_5	S_6	S_{10}
D	18,6 cm	8,0	4,8	3,4	2,6	1,8	0,8
d	0,08 cm	0,08	0,08	0,08	0,08	0,08	0,08
m	1	2	3	4	5	6	10
W_0	2,370	2,090	1,940	1,905	1,705	1,605	1,702
L_0	4346,2	4779,8	4901,4	5164,0	4261,7	3776,3	3845,0

W_0 in Ohm, L_0 in 10^3 cm gemessen.

Dabei bedeutet D den Durchmesser des hölzernen Solenoidkernes in cm, d den Durchmesser des blanken Solenoiddrahtes, m die Anzahl der

Wicklungslagen, W_0 den Gleichstromwiderstand und L_0 die mittlere Selbstinduktion des Solenoids. Man sieht, daß sich die Solenoide durch die Anzahl der Wicklungslagen systematisch voneinander unterscheiden.

Diese Rollen wurden nun nacheinander in einen Kondensatorschwingungskreis eingeschaltet, dessen Kondensator variabel war, so daß eine beliebige, leicht zu berechnende Schwingungszahl der elektrischen Oszillationen eingestellt werden konnte.

Als Schaltung benutzte ich eine von mir in einer früheren Arbeit angegebene. Das Schema derselben zeigt Fig. 4.

P ist das Pendel, *I* und *II* die beiden Kontakte desselben. Der Kreis *L E N I* ist der Erregerkreis. Der Kreis *L C II* der Schwingungskreis, und der Kreis *C G* der Meßkreis.

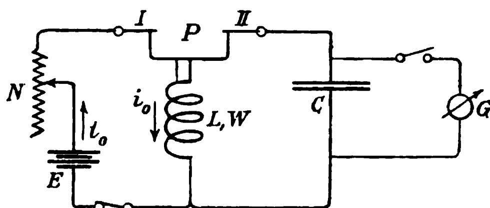


Fig. 4.

Im Erregerkreis befand sich eine 4 voltige Akkumulatorenzelle *E*, ein Regulierwiderstand *N* und die zu untersuchende Spule *L*.

Im Schwingungskreis war außer der Spule *L* auch noch die variable Kapazität *C*.

Der Meßkreis endlich enthielt außer *C* noch das ballistische Galvanometer *G*.

Es wurden 2 Kondensatoren benützt, ein Carpentierscher mit gröberer und ein Siemensscher mit feinerer Unterteilung. Es konnten alle Dezimalen von 1,0 bis 0,001 Mkfd. eingestellt werden. Die Kondensatoren waren von Seiler in einer früheren Arbeit mit Hilfe von Kondensatorschwingungen nachgeeicht worden. Der korrigierte Wert wurde von mir benützt.

Die Spannung des Akkumulators wurde während der Messung öfters nachgemessen und als konstant befunden, was ja eine grundlegende Bedingung für die Untersuchungen war.

Nach Einschaltung des zu untersuchenden Solenoids wurde mit Hilfe des Regulierwiderstands *N* eine solche Stromstärke eingestellt,

daß die erste Amplitude der Schwingungskurve möglichst groß ausfiel. Diese Anfangsamplitude wurde durch geeignete Veränderung von N während der ganzen Untersuchung angenähert beibehalten.

Der Schwingungsvorgang, der sich nach Betätigung des Pendels abspielt, kann leicht mit Hilfe des Bildes einer quasistationären Strömung analytisch behandelt werden.

Sind alle Kontakte geschlossen, so fließt im Erregerkreis der Strom

$$i_0 = \frac{E}{N + W_0}$$

und die Stromquelle E gibt an ihn die Energie $E i_0$ ab. Gleichzeitig steckt in L die magnetische Energie $L \frac{i_0^2}{2}$ und in C die Ladungsenergie $\frac{1}{2C} \cdot \left(\frac{W_0}{N + W_0}\right)^2 \cdot E^2$ entsprechend seiner Ladung $\frac{W_0}{N + W_0} \cdot E \cdot C$.

Wird das Gleichgewicht dieses stationären Zustandes durch Öffnung des Pendelkontakts I gestört, so beginnt die Schwingung im Schwingungskreis. Ein bestimmter Ladungszustand des Kondensators wird durch zeitgemäßes Wegschlagen des Kontakts II festgehalten und kann durch das ballistische Galvanometer G gemessen werden.

Für den Schwingungszustand gilt die Energiegleichung

$$d\left(C \frac{q^2}{2}\right) + d\left(L \frac{i^2}{2}\right) + dt \cdot (i^2 W) = 0,$$

wobei q die momentane Ladung des Kondensators und i der momentane Strom ist. Außerdem gilt noch

$$i = -\frac{dq}{dt}.$$

Durch Kombination dieser beiden Beziehungen erhält man die Differentialgleichung

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{W}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{CL} \cdot q = 0.$$

Führt man die Grenzbedingungen des Problems ein, nämlich

$$\left.\begin{aligned} i = i_0 &= \frac{E}{N + W} \\ \text{und} \qquad & \\ q = Q_0 &= \frac{W}{N + W} \cdot E \cdot C \end{aligned}\right\} \text{für } t = 0,$$

dann lautet die Lösung:

$$q = \frac{i_0 T_0}{2\pi} \cdot e^{\frac{W}{2L} t} \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + \varphi\right)$$

$$T_0 = 2\pi \sqrt{C L_0}.$$

Man sieht, die Amplitude der Schwingung ist der Stromstärke i_0 und der Schwingungsdauer T direkt proportional. Da i_0 mit großer Annäherung gleich $\frac{E}{N}$ gesetzt werden kann und T proportional $\sqrt{C}$ ist, so braucht man N nur proportional der $\sqrt{C}$ zu variieren, um während der ganzen Messung konstante Amplitude zu haben.

Die Messung wurde nun so ausgeführt, daß in bekannter Weise für ein bestimmtes C die Schwingungskurve aufgenommen wurde. Eine mühsame Arbeit! Besonders sorgfältig wurden die Schwingungsmaxima markiert. Die Entfernung X des $m$ten und des $n$ten Maximums wurde nun in Teilstrichen der Mikrometertrommel des Apparates direkt gemessen. Hieraus bestimmte sich die Schwingungsdauer T' in Trommelteilen zu

$$T' = \frac{X}{m-n}.$$

Da der Zeitsekundenwert eines Trommelteilstriches bestimmt worden war zu

$$A = 1{,}582412 \cdot 10^{-6} \text{ sec},$$

so berechnete sich daraus die Schwingungsdauer in Zeitsekunden zu

$$T = A \cdot T'.$$

Aus mehreren, aus verschiedenen positiven und negativen Maxima bestimmten T'-Werten wurde das Mittel gebildet. Wie gut die T-Werte der Formel $T = K\sqrt{C}$ gehorchen, will ich zeigen, indem ich die aufgenommenen Werte eines Solenoids anfüge.

C	T' von S_6	L
1,0	386,44	3782,7
0,3	211,51	3777,0
0,1	122,20	3782,1
0,03	66,61	3750,0
0,01	38,67	3790,1

Man sieht gleichzeitig, daß sich eine gesetzmäßige Änderung von L nicht nachweisen läßt, weil sie eben, wie auch die Theorie ergibt, so klein ist unter gewöhnlichen Umständen, daß sie die Beobachtungsfehler überwiegen. L wurde übrigens mit der Formel berechnet

$$T = 2\pi\sqrt{CL},$$

eine Korrektion wegen der Dämpfung war nicht nötig.

Um das logarithmische Dekrement $\frac{W}{2L} \cdot T$ zu bestimmen, wurden

die Längen der Amplituden in beliebigem Maßstab gemessen und zwischen der $m$ten und $n$ten die bekannte Gleichung

$$(n - m) \frac{W}{2L} T = \log n(\mathfrak{A}_m) - \log n(\mathfrak{A}_n)$$

angeschrieben. Aus ihr fand man

$$\frac{W}{2L} T = \frac{\log n(\mathfrak{A}_m) - \log n(\mathfrak{A}_n)}{n - m}.$$

Es wurde aus mehreren positiven und negativen Amplituden auf diese Weise das Dekrement bestimmt und das Mittel von den einzelnen Werten genommen.

Aus dem Dekrement ergab sich dann durch Division mit T und Multiplikation mit $2L$ der Widerstand.

In Kurvenblättern habe ich aufgetragen, abhängig von T:

1. das Dekrement $\frac{W}{2L} \cdot T$,

2. die spezifische Widerstandszunahme $\frac{W - W_0}{W_0}$ in Prozenten,

3. abhängig von der Schwingungszahl $n = \frac{1}{T}$ (also im zum vorhergehenden perspektiv-affinen Koordinatensystem) ebenfalls $\frac{W - W_0}{W_0}$ in Prozenten,

4. abhängig von der Lagenzahl m die spezifische Widerstandszunahme für die Schwingungsdauer $T = 100$ und $T = 200 \cdot 10^{-6}$ sec.

Ich lasse nun zunächst die Tabellen, die die Resultate der Versuche enthalten, ohne weitere Erklärung folgen.

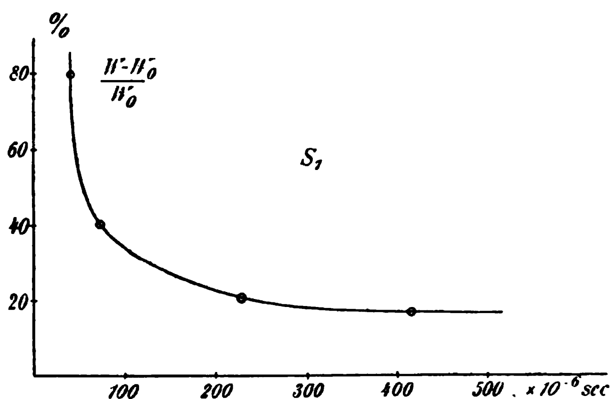


Fig. 5. (Kurve 1a.)

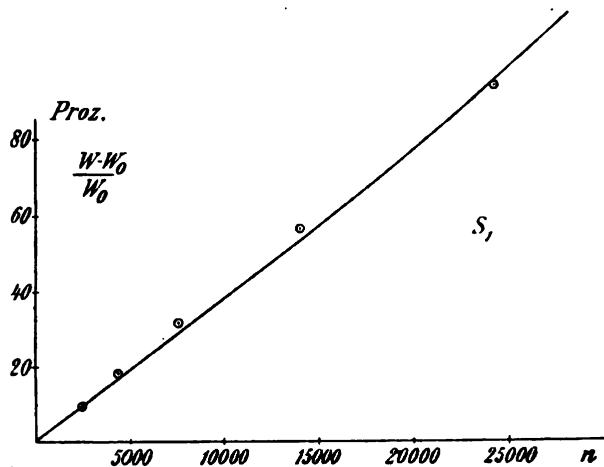


Fig. 5. (Kurve 1b.)

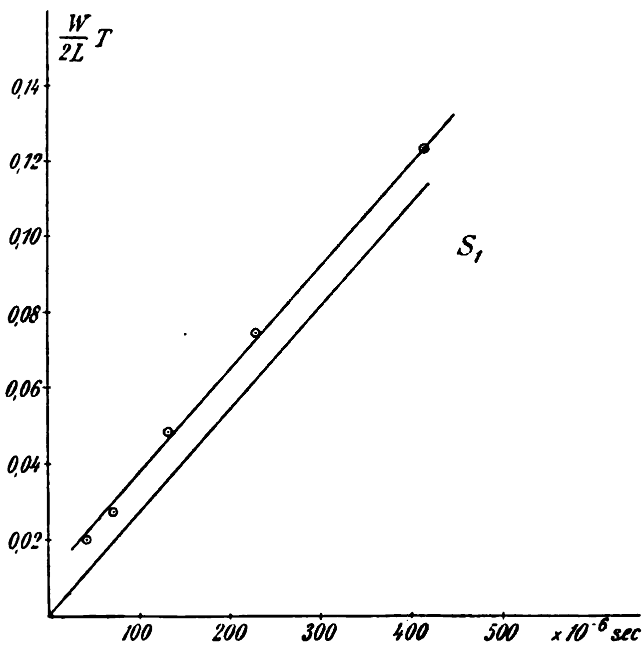


Fig. 5. (Kurve 1c.)

I S_1 $m = 1$:

$W_0 = 2{,}370$ Ohm, $L_0 = 4346{,}2 \cdot 10^3$ cm					
$C_{\text{Mkfd.}}$	T	$\frac{W}{2L} \cdot T$	W	$\frac{W - W_0}{W_0}$ %	n
1	414,0	0,123 224	2,584	9,25	2415
0,3	226,7	0,073 221	2,800	18,15	4410
0,1	131,0	0,047 014	3,112	31,30	7636
0,03	71,7	0,030 578	3,701	56,25	13 960
0,01	41,4	0,022 031	4,610	94,60	24 145

Anmerkung: T ist wie immer in 10^{-6} sec angegeben.

II S_2 $m = 2$:

$W_0 = 2{,}090$ Ohm, $L_0 = 4779{,}8 \cdot 10^3$ cm					
$C_{\text{Mkfd.}}$	T	$\frac{W}{2L} \cdot T$	W	$\frac{W - W_0}{W_0}$ %	n
1	434,5	0,106 102	2,433	16,4	2304
0,3	237,8	0,062 995	2,533	21,2	4210
0,1	137,4	0,041 766	2,912	39,3	7280
0,03	75,2	0,034 565	4,400	110,4	13 320
0,01	43,4	0,035 806	7,890	277,5	23 040

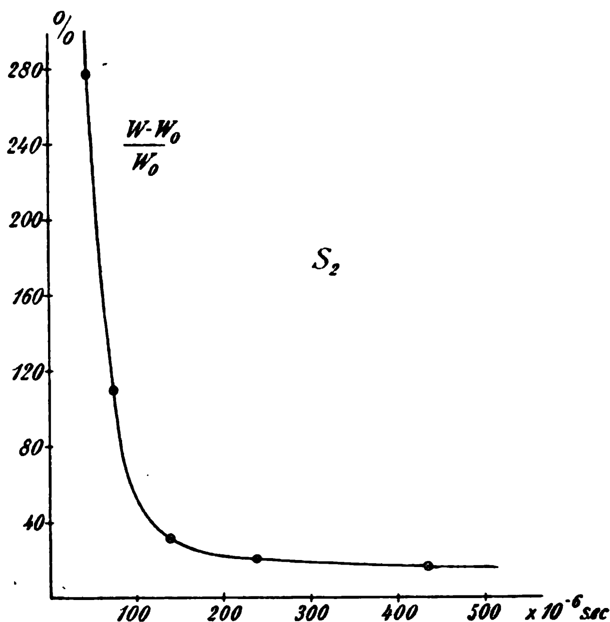


Fig. 5. (Kurve 2a.)

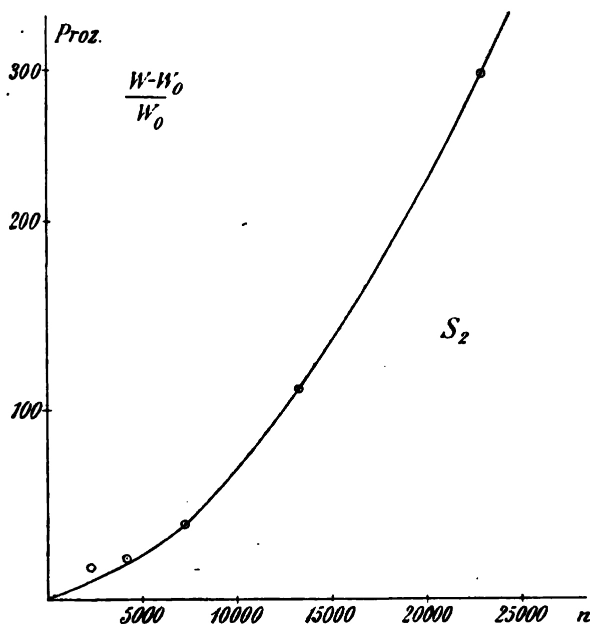


Fig. 5. (Kurve 2b.)

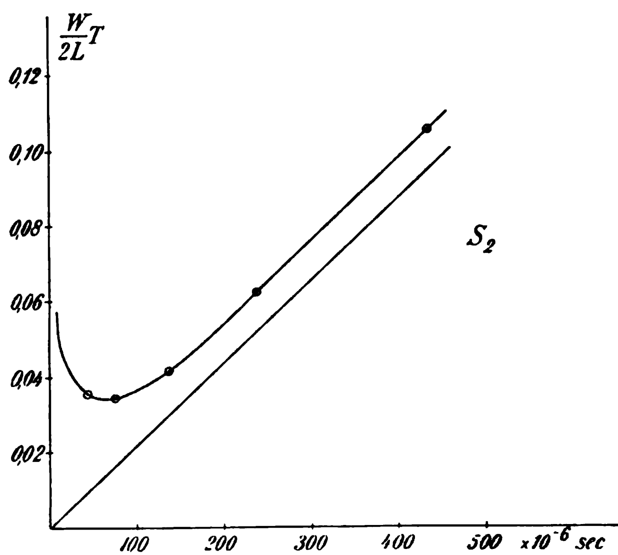


Fig. 5. (Kurve 2c.)

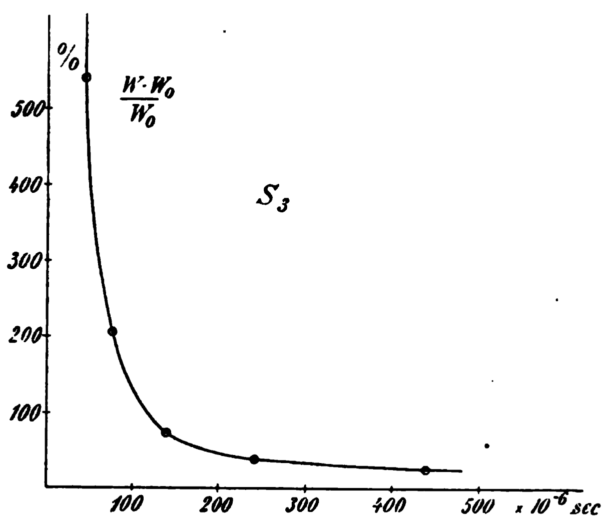


Fig. 5. (Kurve 3a.)

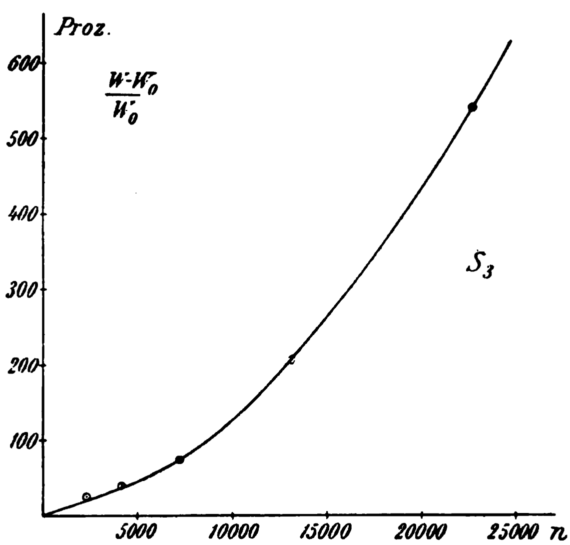


Fig. 5. (Kurve 3b.)

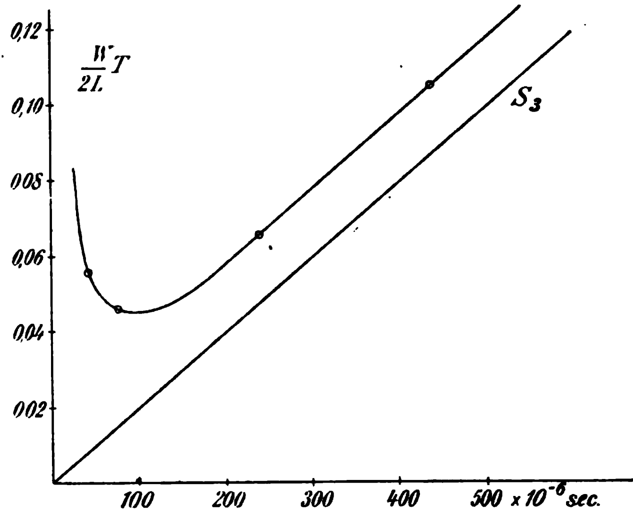


Fig. 5. (Kurve 3c.)

III S_3 $m = 3$:

$W_0 = 1{,}940$ Ohm, $L_0 = 4901{,}4 \cdot 10^3$ cm

C	T	$\frac{W}{2L} \cdot T$	W	$\frac{W - W_0}{W_0}$ %	n
1	439,5	0,105 134	2,450	26,3	2 275
0,3	240,3	0,066 321	2,700	39,2	4 165
0,1	138,9	0,047 703	3,367	73,6	7 200
0,03	76,1	0,046 171	5,940	206,2	13 160
0,01	43,95	0,055 842	12,440	541,0	22 750

IV S_4 $m = 4$:

$W_0 = 1{,}905$ Ohm, $L_0 = 5164{,}0 \cdot 10^3$ cm

C	T	$\frac{W}{2L} T$	W	$\frac{W - W_0}{W_0}$ %	n
1	451,0	0,107 506	2,525	32,5	2 220
0,3	247,0	0,070 775	2,953	55,0	4 055
0,1	142,7	0,060 216	4,350	128,3	7 010
0,03	78,1	0,063 848	8,430	342,5	12 820
0,01	45,1	0,082 371	18,830	889,5	22 200

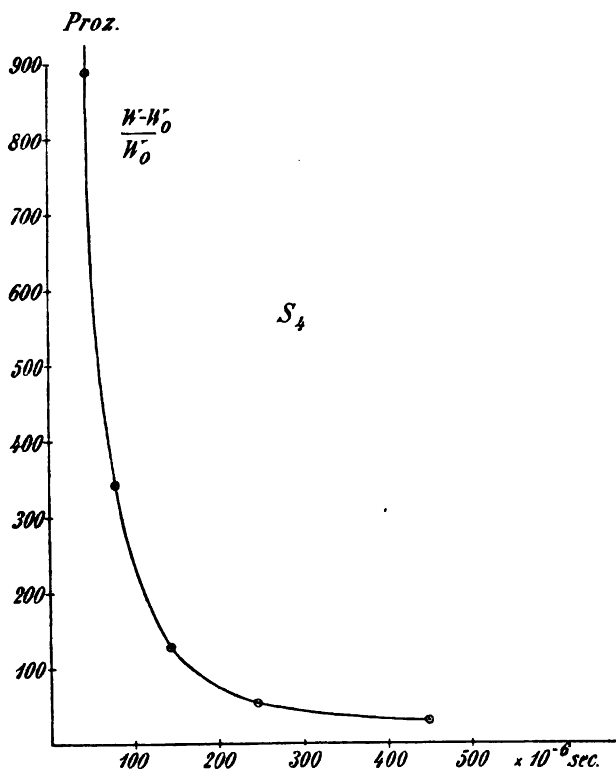


Fig 5. (Kurve 4a.)

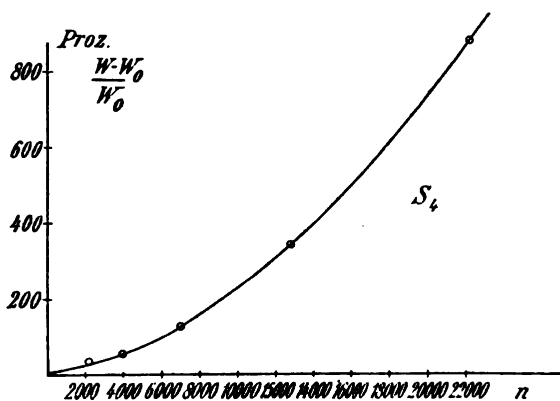


Fig. 5. (Kurve 4b.)

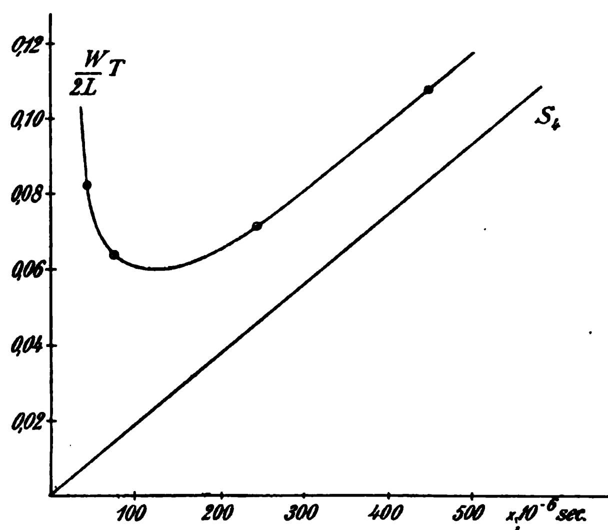


Fig. 5. (Kurve 4c.)

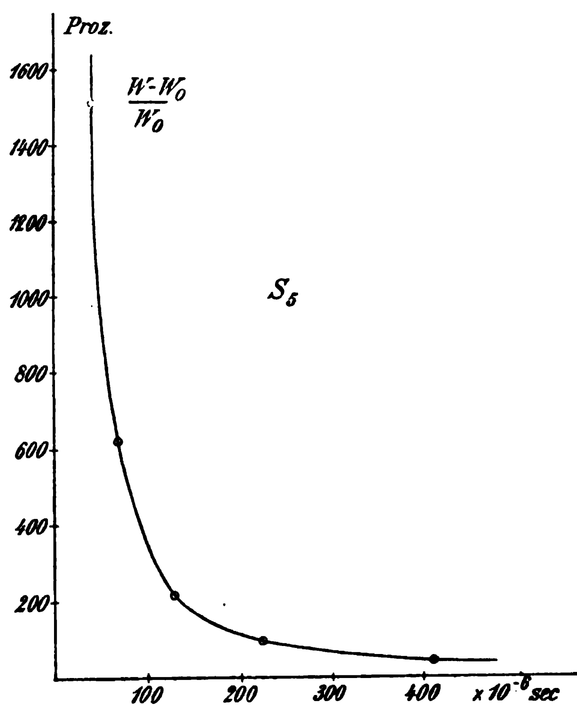


Fig. 5. (Kurve 5a.)

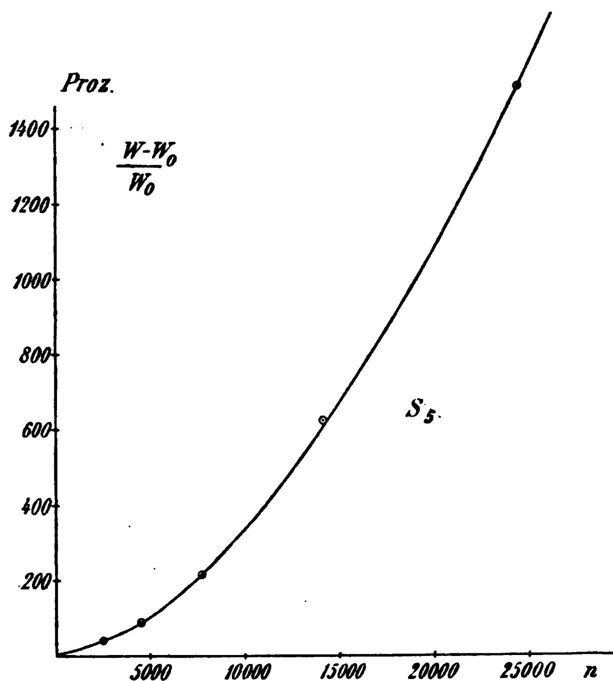


Fig. 5. (Kurve 5b.)

V S_5 $m = 5$:

$W_0 = 1{,}705$ Ohm, $L_0 = 4261{,}7 \cdot 10^3$ cm					
C	T	$\frac{W}{2L} T$	W	$\frac{W - W_0}{W_0}$ %	n
1	410,0	0,118 910	2,470	44,9	2 440
0,3	224,6	0,084 920	3,219	88,7	4 455
0,1	129,7	0,081 743	5,370	215,0	7 715
0,03	71,0	0,102 985	12,350	624,0	14 090
0,01	41,0	0,132 550	27,500	1512,0	24 400

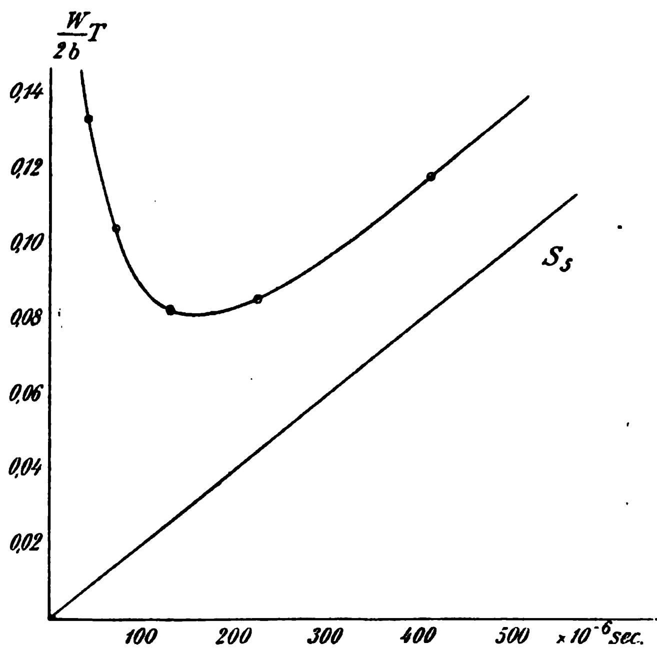


Fig. 5. (Kurve 5c.)

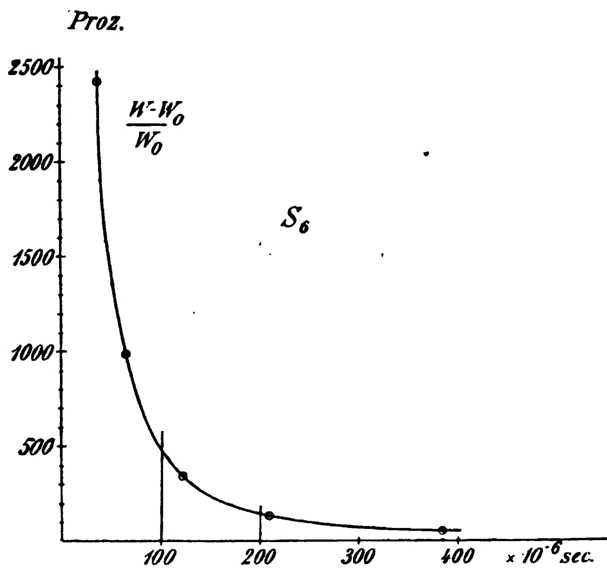


Fig. 5. (Kurve 6a.)

VI S_6 $m = 6$:

$W_0 = 1{,}605$ Ohm, $L_0 = 3776{,}3 \cdot 10^3$ cm					
C	T	$\frac{W}{2L} \cdot T$	W	$\frac{W - W_0}{W_0}$ %	n
1	385,5	0,124 323	2,430	51,4	2 596
0,3	211,0	0,102 831	3,670	128,7	4 740
0,1	121,8	0,114 952	7,100	342,5	8 210
0,03	66,75	0,154 165	17,399	985,0	14 985
0,01	38,55	0,207 100	40,500	2427,0	25 960

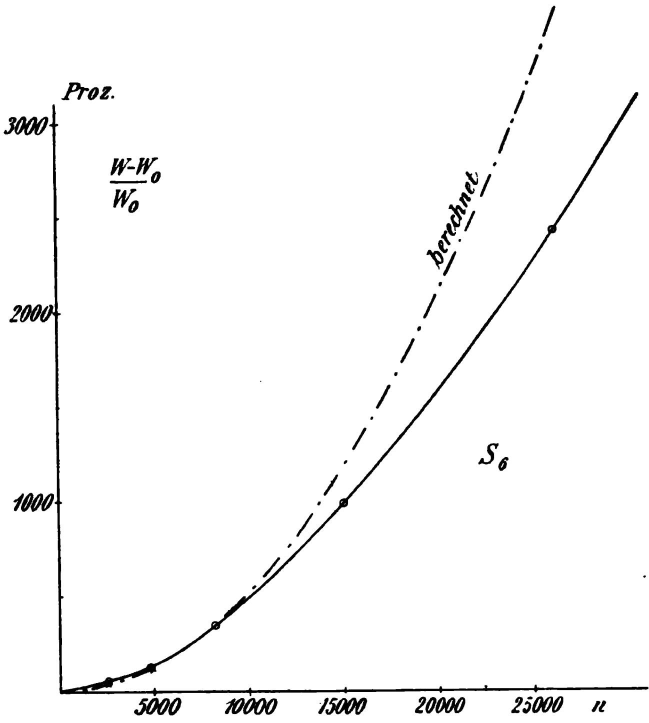


Fig. 5. (Kurve 6b.)

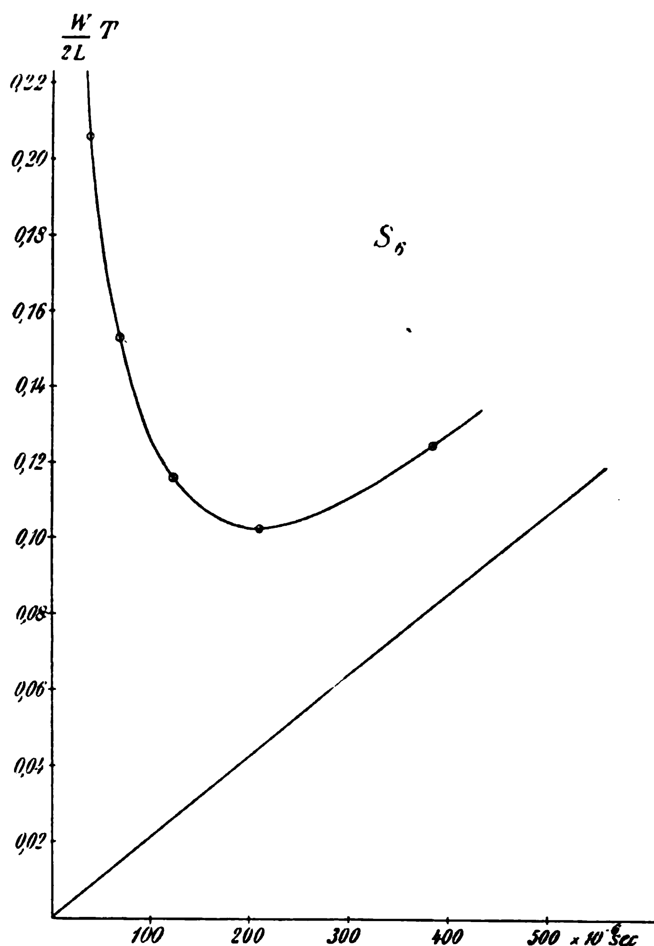


Fig. 5. (Kurve 6c.)

VII S_{10} $m = 10$:

$W_0 = 1{,}702$ Ohm, $L_0 = 3845{,}0 \cdot 10^3$ cm					
C	T	$\frac{W}{2L} \cdot T$	W	$\frac{W - W_0}{W_0}$ %	n
1	389,3	0,171 613	3,385	98,9	2 566
0,3	213,0	0,181 992	6,551	285,0	4 700
0,1	123,0	0,247 150	15,400	805,0	8 130
0,03	67,4	0,392 537	44,732	2531,0	14 840
0,01	38,93	0,582 870	114,898	6650,0	25 660

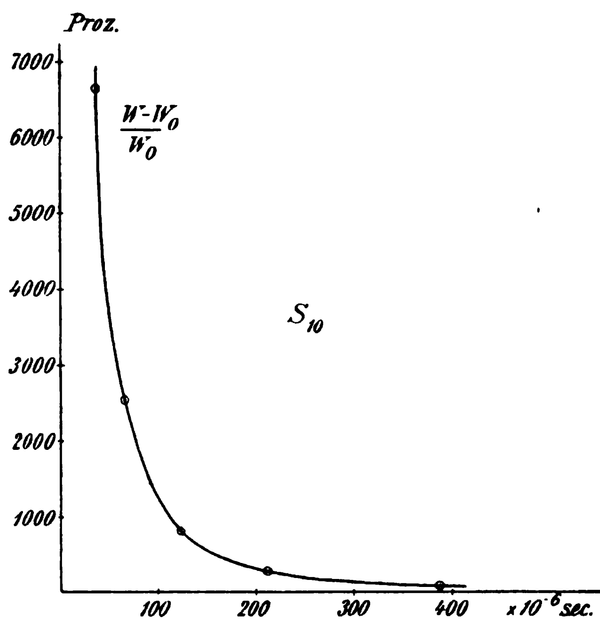


Fig. 5. (Kurve 7a.)

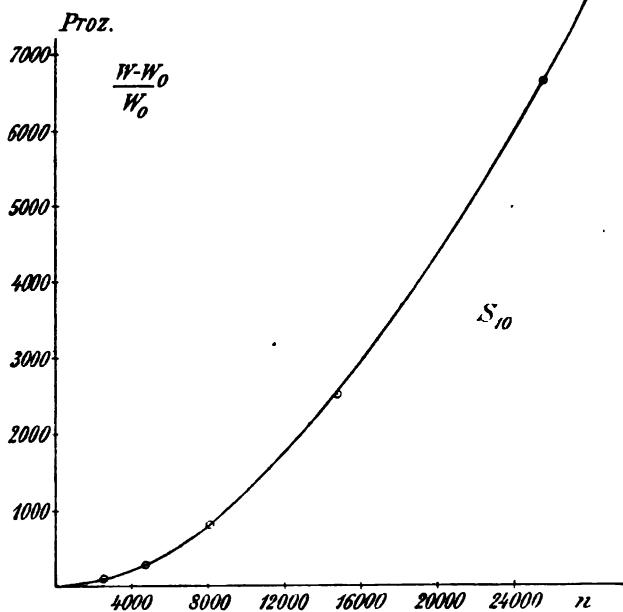


Fig. 5. (Kurve 7b.)

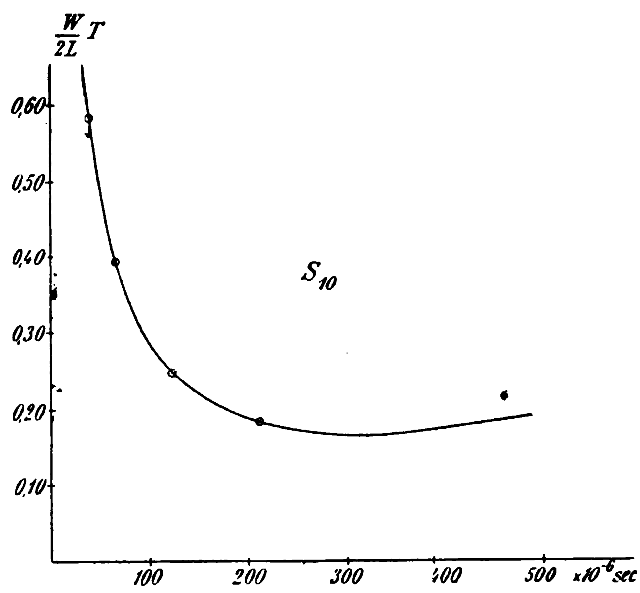


Fig. 5. (Kurve 7c.)

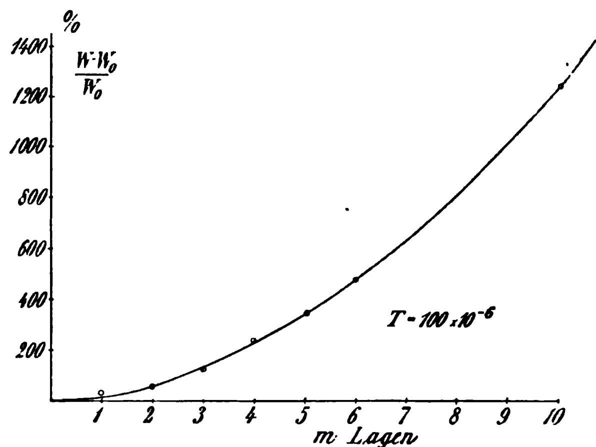


Fig. 5. (Kurve 8a.)

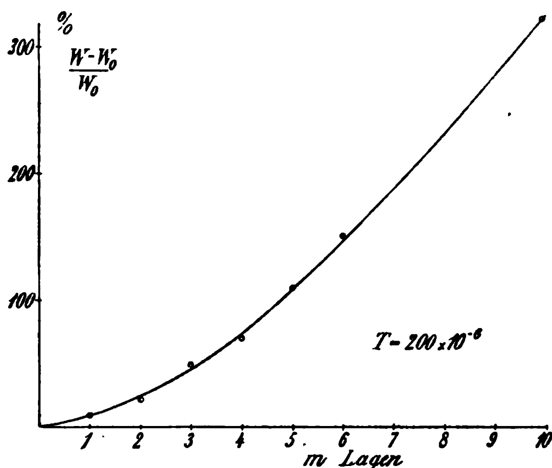


Fig. 5. (Kurve 8b.)

VIII:

m	$T = 100 \cdot 10^{-6}$ sec	$T = 200 \cdot 10^{-6}$ sec
	$\frac{W - W_0}{W_0}$ %	$\frac{W - W_0}{W_0}$ %
1	35,0	9,0
2	56,0	21,0
3	125,0	48,0
4	236,0	70,0
5	350,0	110,0
6	480,0	150,0
10	1250,0	320,0

Diesen Tabellen entsprechen die Kurven Ia Ib Ic, IIa IIb IIc IIIa IIIb IIIc usw.

Ich will nun daran gehen, die Ergebnisse der Untersuchung zu diskutieren.

Betrachtet man zunächst die Kurven der Dekremente, die die Abhängigkeit von $\frac{W}{2L}T$ von der Schwingungsdauer T darstellen, so fällt vor allem in die Augen, daß sie von der theoretischen $\frac{W}{2L} \cdot T$ Geraden erheblich abweichen. Würde nämlich W von T unabhängig sein, so müßte die Funktion $\frac{W}{2L}T$ eine durch den Nullpunkt gehende Gerade

sein. Diese Gerade ist zum Vergleich in alle Kurvenblätter, die $\frac{W}{2L} \cdot T$ darstellen, eingetragen.

Man sieht, daß die Dekrementskurve mit zunehmendem T, also abnehmendem n, jedenfalls asymptotisch an diese ideelle Gerade herangeht. Sie entfernt sich von ihr um so mehr und um so rascher, je mehr Lagen das betreffende Solenoid hat. Je kleiner T wird, um so mehr weicht die Kurve von der Geraden $\frac{W}{2L} T$ ab und biegt bei einem bestimmten T um, um von nun ab rasch zu steigen. Diese Schwingungsdauer T, bei der dies Umbiegen geschieht, ist um so kleiner, je kleiner die Lagenzahl des Solenoids ist. Aus der Form der Dekrementskurve kann man vermuten, daß sie vielleicht durch die Interpolationsformel:

$$\frac{W}{2L} T = \delta = \frac{a}{T} + b \cdot T = a \cdot n + \frac{b}{n}$$

dargestellt werden kann.

In der Tat: für $T = 0$ ($n = \infty$) wird $\delta = \infty$, für $T = \infty$ ($n = 0$) wird $\delta = \infty$.

Die Grenzbedingungen kann diese Formel also erfüllen. Aber wir werden gleich sehen, daß sie mit der aus der eingangs erwähnten Theorie abgeleiteten Näherungsformel sich völlig deckt.

Berechnet man nämlich aus δ W, so erhält man:

$$W = \delta \cdot \frac{2L}{T} = \delta \cdot 2L \cdot n$$
$$= 2L \cdot a \cdot n^2 + b \cdot 2L,$$

$b \cdot 2L$ kann aber nichts anderes sein als der Gleichstromwiderstand W_0, denn für ein sehr großes T wird in der Formel für δ das Glied $\frac{a}{T}$ = Null und $\delta = \frac{W_0}{2L} \cdot T = b \cdot T$

oder
$$\frac{W_0}{2L} = b,$$

woraus folgt
$$W_0 = b \cdot 2L.$$

Also kann man für W auch schreiben
$$W = W_0 + k' \cdot n^2.$$

Wobei
$$k' = 2L \cdot a.$$

Hieraus
$$\frac{W - W_0}{W_0} = k \cdot n^2.$$

Diese Formel folgt aber (für nicht zu hohe Schwingungszahlen

näherungsweise) aus der erwähnten Theorie, wie Sommerfeld gezeigt hat.

Ich will diese Formel noch mit der Wirklichkeit vergleichen, indem ich etwa für die Rolle S_6 den Koeffizienten k aus der bekannten Widerstandszunahme und dem zugehörigen n berechne.

S_6		
n	$\frac{W-W_0}{W_0}$ %	k
2 596	51,4	$7{,}61 \cdot 10^{-4}$
4 740	128,7	$5{,}71 \cdot 10^{-4}$
8 210	342,5	$5{,}08 \cdot 10^{-4}$
14 985	985,0	$4{,}38 \cdot 10^{-4}$
25 960	2427,0	$3{,}60 \cdot 10^{-4}$
Mittel		$5{,}27 \cdot 10^{-4}$

k ist also nicht konstant. Das mag seinen Grund darin haben, daß eben die Schwingungszahlen schon etwas zu hoch sind für diese Näherungsformel. Ich will nun noch die mit dem Mittel aus den k-Werten berechneten $\frac{W-W_0}{W_0}$ mit den experimentell ermittelten zusammenstellen und auch in das Kurvenblatt VIb eintragen.

S_6		
n	$\frac{W-W_0}{W_0}$ ber.	$\frac{W-W_0}{W_0}$ exp.
2 596	35,6	51,4
4 740	118,3	128,7
8 210	355,5	342,5
14 985	1183,0	985,0
25 960	3560,0	2427,0

Wie man sieht, ist die Übereinstimmung der Rechnung mit dem Experiment bei den Schwingungszahlen von 0—10000 etwa eine ganz gute. Von da ab jedoch treten stärkere Abweichungen auf.

Nunmehr wende ich mich zu den interessanten Kurven VIIIa und b. Diese wurden erhalten, indem für ein konstantes T z. B. $= 200 \cdot 10^{-6}$ sec aus den Widerstandskurven sämtlicher Rollen die zugehörigen Widerstandswerte entnommen und abhängig von der Lagenzahl m aufgetragen wurden.

Die Widerstandszunahme steigt hiernach mit der Wick-

lungshöhe der Rollen ganz beträchtlich an, um allem Anscheine nach für $m = \infty$ auch unendlich zu werden.

Das heißt in der Rolle wird eben um so mehr Energie durch Wirbelströme vergeudet, je größer die dem magnetischen Kraftlinienstrom in den Weg tretende Kupferdicke ist. Das wirksamste Mittel demnach, die Widerstandszunahme von Solenoiden möglichst zu unterdrücken, ist: das Solenoid so zu dimensionieren, daß man ihm nur eine **einzige** Drahtlage zu geben braucht.

Am Schlusse meiner Arbeit erfülle ich noch die angenehme Pflicht, Herrn Prof. Dr. Kleiner von Zürich für seine Güte, mit der er mir sein Laboratorium zur Verfügung stellte, herzlichst zu danken.

(Eingesandt 29. Juni 1908.)

Erklärung der Erscheinungen der elektrischen und optischen Wellen. II.[1])

Von **Johann Sahulka.**

Betrachten wir nun den Fall, daß die von einem Hertzschen Oszillator P_1FP_2 (Fig. 2 auf S. 417) in den Luftraum ausgesendeten longitudinalen Ätherwellen an die Trennungsfläche zweier Medien, z. B. an eine Metallwand, gelangen. Die Wellenbewegung dringt zum Teil in das neue Medium ein, zum Teil wird sie reflektiert. Die in das Metall eindringenden Wellen erzeugen dort elektrische Ströme, welche infolge der Bildung von Joulescher Wärme von Energieverlusten begleitet sind; daher kann die Wellenbewegung in dem zweiten Medium, wenn dasselbe aus einem leitenden Material besteht, nicht weit vordringen. Die an der Metallwand reflektierte Wellenbewegung kommt mit den sich zur Wand hin bewegenden Wellen zur Interferenz, wodurch ganz analog wie bei der Bildung stehender Schallwellen eine elektrische stehende longitudinale Wellenbewegung entsteht. Die Reflexion an der Metallwand findet in der Weise statt, daß eine Ätherverdichtung als Verdünnung und umgekehrt eine Verdünnung als Verdichtung reflektiert wird.

1) Nr. I siehe dieses Jahrbuch **1**, 411, 1908.

In der Fig. 4 ist speziell angenommen worden, daß die in der Fig. 2 von P_1 nach der linken Seite X_1 fortschreitende Wellenbewegung gegen eine senkrechte Metallwand gelangt. Die Gerade GA möge mit der Strahlenrichtung P_1X_1 in der Fig. 2 übereinstimmen. Die Ver-

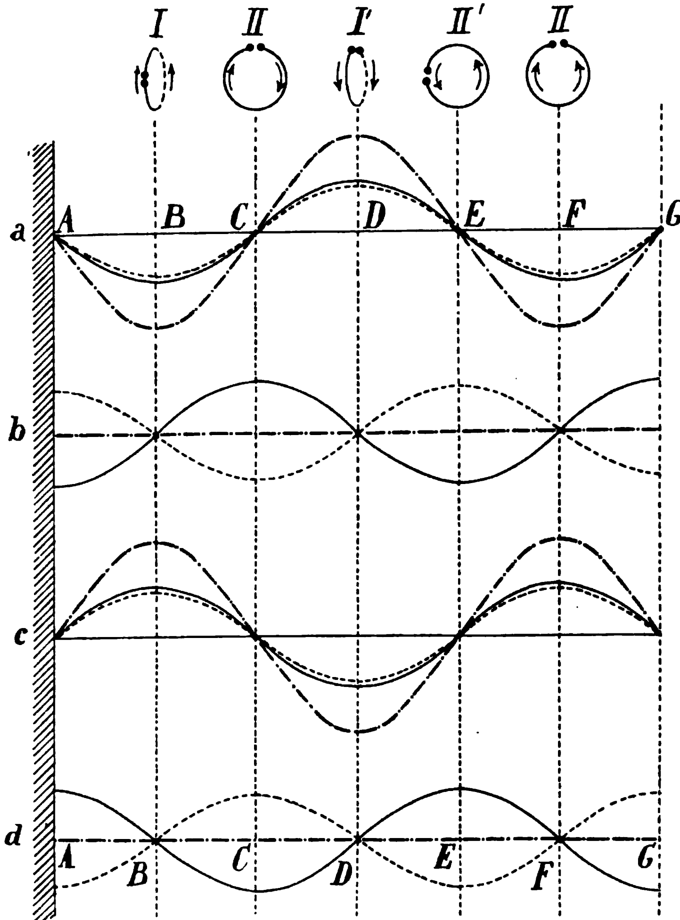


Fig. 4.

dichtungen sind als positive, die Verdünnungen als negative Ordinaten aufgetragen. Die sich nach links gegen die Wand bewegenden Wellen sind durch eine ausgezogene Linie, die reflektierten, sich von der Wand nach rechts bewegenden Wellen durch eine gestrichelte

Linie, die resultierenden stehenden Wellen durch eine strichpunktierte Linie dargestellt. In der Fig. 4 sind verschiedene Phasen *a*, *b*, *c*, *d* der Wellenbewegung gezeichnet, welche um je eine Viertelperiode verschieden sind. Bei der angenommenen Lage des Oszillators ist die von demselben ausgehende Wellenbewegung so beschaffen, daß auch Strömungen des Äthers in vertikaler Richtung stattfinden. Die entsprechenden Strömungsgeschwindigkeiten wurden der Einfachheit halber in der Figur nicht eingezeichnet und kommen auch für die Beurteilung, ob an der Unterbrechungsstelle eines in das Medium gebrachten Resonators ein Funke auftritt, nicht in Betracht, weil hierauf bloß das Spannungsgefälle des Äthers von Einfluß ist, welches im Medium besteht. Die Art dieses Gefälles kann aus den Figuren 2 und 4 ersehen werden.

Aus der Fig. 4 ersieht man, daß in der Fläche der Wand keine Verdichtungen und Verdünnungen des Äthers bestehen. Die Stelle *A* ist demnach ein Knoten der Ätherspannung, ebenso auch die Punkte *C*, *E*, *G* auf der Geraden *AG*, welche von *A* um eine gerade Anzahl Viertelwellenlängen abstehen. In den Zwischenpunkten *B*, *D*, *F*, deren Abstand von *A* gleich ist einer ungeraden Anzahl von Viertelwellenlängen, bestehen in der resultierenden stehenden Welle die Bäuche der Ätherspannung. Man könnte in einer der Fig. 4 analogen Figur die Phasen der Wellenbewegung zeichnen, welche gleichzeitig auf der zu P_1X_1 parallelen Strahlenrichtung P_2X_2 der Fig. 2 bestehen; die Punkte *A*, *C*, *E*, *G* bleiben hierbei Knotenpunkte. Zu derselben Zeit, wenn im Punkt *B* auf dem Strahl P_1X_1 die kleinste Ätherdichte herrscht, wie in der Phase *a* dargestellt ist, besteht auf dem entsprechenden Punkte des Strahles P_2X_2 die größte Ätherverdichtung und umgekehrt. Das gleiche gilt von den Punkten *D* und *F*. Legt man durch diese Punkte vertikale Ebenen, welche parallel sind zu der reflektierenden Wand, so ersieht man, daß in diesen Ebenen in vertikaler Richtung ein Gefälle der Ätherspannung besteht und zwar besteht in diesen Ebenen das Maximum des Gefälles. In den durch die Knotenpunkte gelegten vertikalen Ebenen besteht kein Gefälle der Ätherspannung. In Zwischenebenen, die man sich zwischen den Stellen der Knoten und Bäuche gelegt denkt, hätte das Gefälle einen entsprechenden Zwischenwert.

Ein Hertzscher Resonator möge zunächst in die in der Fig. 4 mit I bezeichnete Lage gebracht werden, wobei seine Ebene vertikal ist und auf der Strahlenrichtung *GA* senkrecht steht, und wobei sich die Unterbrechungsstelle des Resonatorkreises am Ende eines hori-

zontalen Durchmessers befindet. Hält man den Resonator in dieser Lage I an die Stelle *B*, so werden infolge des Spannungsgefälles, welches in der durch *B* gelegten vertikalen Ebene besteht, in den beiden vertikalen Hälften des Resonatorkreises Strömungen in paralleler Richtung erzeugt, wie in der Figur durch Pfeile angedeutet ist. Die Unterbrechungsstelle des Resonators wird hierbei durch einen Funken überbrückt. Dies tritt natürlich nur ein, wenn die auf den vertikalen Durchmesser des Resonators entfallende Spannungsdifferenz hinreichend groß ist. Daß die Ätherströmung an der Unterbrechungsstelle des Resonators als Funke sichtbar, im umgebenden Medium aber unsichtbar ist, rührt daher, weil von den die Unterbrechungsstelle begrenzenden Kugeln des Resonators Metallteilchen losgerissen und durch den Äther glühend gemacht werden. Eine Ätherströmung wird als Funke oder Lichtbogen erst sichtbar, wenn sich innerhalb derselben glühende ponderable Teilchen befinden. Die rückwärtige, nicht unterbrochene vertikale Hälfte des Resonators hindert nicht das Auftreten des Funkens, weil ihr infolge der hohen Periodenzahl des Wechselstromes ein großer induktiver Widerstand entspricht und sie daher nicht als Kurzschluß wirkt. Bringt man den Resonator in die in der Figur mit I′ bezeichnete Lage, welche sich von der Lage I nur dadurch unterscheidet, daß die Unterbrechungsstelle sich am Ende eines vertikalen Durchmessers befindet und hält den Resonator wieder an die Stelle *B* oder an die Stelle *D*, so können zwar die vertikalen Hälften des Resonators für die Ätherströmung benutzt werden, es kann sich aber an der Unterbrechungsstelle kein Funke bilden, weil die Kugeln gleiche Ätherspannung haben. Bringt man den Resonator in der Lage I oder I′ in die unmittelbare Nähe der Wand oder in eine andere Knotenebene, *C*, *E*, *G*, so treten keine Funken auf, weil in den durch die Knotenpunkte gelegten vertikalen Ebenen kein Gefälle der Ätherspannung besteht. Hertz erklärt die an dem Resonator in den Lagen I oder I′ auftretenden Erscheinungen aus der Wirkung der Schwingungen einer elektrischen Kraft, deren Richtung senkrecht zur Strahlenrichtung *GA* und parallel zur Achse des Oszillators ist; dieselbe Richtung hat gemäß meinen Erörterungen das Gefälle der Ätherspannung im Medium.

Nun möge der Resonator in die in der Fig. 4 mit II bezeichnete Lage gebracht werden, wobei seine Ebene durch die Strahlenrichtung *GA* und durch die Achsenrichtung des Oszillators hindurchgeht; die Unterbrechungsstelle möge die oberste oder tiefste Lage haben. Bringt man den Resonator in der Lage II an die Stelle *C*, so besteht zur Zeit der Phase *a* auf der Seite der linken Hälfte des Resonators eine

Ätherverdünnung, auf der Seite der rechten Hälfte eine Ätherverdichtung. Das Gefälle der Ätherspannung hat, wie aus den früheren Erörterungen hervorgeht, auf seiten der beiden Hälften des Resonators entgegengesetzte Richtungen, denn während auf dem Strahl P_1X_1 die Phase a herrscht, besteht auf dem Strahl P_2X_2 die Phase c. Auf der linken Seite des Resonators hat das Spannungsgefälle die Richtung nach aufwärts, auf der rechten Seite die Richtung nach abwärts. Die Spannungsgefälle übertragen sich auf den metallischen Leiter des Resonators. In dem betrachteten Falle sind die in den beiden vertikalen Hälften des Resonators hervorgerufenen elektromotorischen Kräfte so gerichtet, daß sie im Stromkreise des Resonators einen geschlossenen Strom erzeugen. Die induzierten elektromotorischen Kräfte sind in der Figur durch Pfeile dargestellt. Die Unterbrechungsstelle des Resonators wird in dem besprochenen Falle durch einen Funken überbrückt. Gibt man dem Resonator die Lage II', welche sich von II nur dadurch unterscheidet, daß die Unterbrechungsstelle am Ende eines horizontalen Durchmessers ist, und bringt ihn wieder an die Stelle C oder an die Stelle E, so muß der Funke bestehen bleiben, weil in den beiden vertikalen Hälften des Resonators in gleicher Weise wie früher elektromotorische Kräfte induziert werden, die im Resonator einen geschlossenen Strom erzeugen. Bringt man den Resonator in der Lage II an die Stelle B, D oder F, so bestehen auf seiten der beiden vertikalen Hälften des Resonators gleichgerichtete Spannungsgefälle; die in den beiden Hälften induzierten elektromotorischen Kräfte können sich nicht summieren, die Kugeln des Resonators sind äquipotential und daher die Unterbrechungsstelle funkenlos. Schiebt man den Resonator mit Beibehaltung der Lage II von der Stelle C allmählich bis D, so muß der Funke an der Unterbrechungsstelle abnehmen, weil die Spannungsgefälle auf seiten der beiden vertikalen Hälften des Resonators immer mehr und mehr einander gleich werden, bis sie schließlich in D gleich groß und gleichgerichtet sind. Hertz erklärt die Erscheinungen, welche der Resonator in der Lage II oder II' zeigt, aus der Wirkung der Schwingungen einer magnetischen Kraft, deren Richtung senkrecht zur Strahlenrichtung GA und senkrecht zur Achse des Oszillators, also in der Fig. 4 senkrecht zur Zeichenebene ist. Während die Wirkung der Schwingungen der elektrischen Kraft als elektrostatische Wirkungen anzusehen sind, bestehen die Wirkungen der magnetischen Kraft in der Hervorrufung eines induzierten Stromes im Resonator. Die Knoten der magnetischen Kraft fallen an die Stellen der Bäuche der elektrischen Kraft; die Richtungen der beiden Arten von Schwingungen sind trans-

versal zur Strahlenrichtung und bilden mit dieser ein dreiachsiges Koordinatensystem.

Aus meinen Erörterungen geht hervor, daß man sowohl im Falle von fortschreitenden, als auch im Falle von stehenden elektrischen Wellen alle am Resonator beobachteten Erscheinungen einheitlich erklären kann aus dem Gefälle der Ätherspannung, welches im Medium besteht. Man braucht auch nicht anzunehmen, daß vom Oszillator irgendwelche transversale Schwingungen ausgehen, sondern kann alle Erscheinungen unter der Annahme erklären, daß vom Oszillator Ätherverdichtungen und -verdünnungen, d. i. longitudinale Ätherwellen, ausgehen. Bedenkt man, daß die elektrostatischen und elektromagnetischen Erscheinungen zweifellos auf Zustandsänderungen eines einzigen Mediums, des Äthers, zurückzuführen sind, so mußte es auch möglich sein, alle am Hertzschen Resonator beobachteten Erscheinungen einheitlich zu erklären.

Hertz folgerte aus seinen Versuchen, daß eine Gleichartigkeit der Erscheinungen der elektrischen und optischen Wellen bestehe und schloß auf diese Gleichartigkeit noch aus den weiteren Versuchen, die er in bezug auf die geradlinige Ausbreitung, Reflexion, Brechung und Polarisation der elektrischen Wellen machte. Allein alle diese Erscheinungen lassen sich auch unter der Annahme, daß die elektrischen Wellen longitudinale Ätherwellen sind, in einfacher Weise erklären. Die Erscheinungen der geradlinigen Ausbreitung, Reflexion und Brechung brauchen gar nicht erörtert zu werden, da diese Erscheinungen in gleicher Art auch bei den longitudinalen Schallwellen auftreten. Es möge nur die als Polarisation der Ätherwellen bezeichnete Erscheinung besprochen werden, weil diese Erscheinung als entscheidender Beweis angesehen wurde, daß die elektrischen Wellen durch transversale Schwingungen verursacht werden. Bei dem von Hertz ausgeführten Versuche wurden zwei zylindrische Parabolspiegel, ein Oszillator der früher beschriebenen Art, ein Resonator und ein aus parallelen Drähten bestehendes Gitter verwendet. Der Oszillator war so angeordnet, daß seine Achse $P_1 F P_2$ mit der Brennlinie des einen vertikal aufgestellten Spiegels zusammenfiel. Die vom Oszillator ausgehenden Wellen wurden von dem Spiegel reflektiert und gelangten zu dem zweiten vertikal gegenüber gestellten Spiegel, in dessen Brennlinie ein Resonator angeordnet war, der aus einem geraden, durch eine Funkenstrecke unterbrochenen Draht bestand. Die Wellen werden vom zweiten Spiegel so reflektiert, daß sie in der Brennlinie gesammelt werden; an der Unterbrechungsstelle des Resonators wird ein Funke beobachtet, wenn der

Raum zwischen den Spiegeln frei ist. Schiebt man das Drahtgitter zwischen die Spiegel und zwar derart, daß die Drähte vertikal sind, so verlöscht der Funke am Resonator; wenn jedoch die Drähte horizontal verlaufen, so bleibt der Funke erhalten. Stellt man den einen Spiegel vertikal, den anderen horizontal und hält das Gitter so, daß die Drähte unter 45^0 gegen die Horizontalebene geneigt sind, so besteht ein Funke am Resonator. Betrachten wir nun diese Erscheinungen unter der Annahme, daß die elektrischen Wellen longitudinale Wellen sind. Beim ersten Versuch, wenn die Spiegel vertikal sind und das Gitter nicht in den Weg der Wellen geschoben ist, gehen vom ersten Spiegel, in welchem der Oszillator angeordnet ist, longitudinale Wellen aus, welche aber auch an jeder Stelle ein Gefälle der Ätherspannung in vertikaler Richtung haben. Wenn die Wellen durch den zweiten Spiegel in dessen Brennlinie gesammelt werden, bleibt dabei das Gefälle der Ätherspannung erhalten; zwischen den beiden Drahthälften des Resonators besteht daher ein wechselndes Spannungsgefälle und folglich müssen an der Unterbrechungsstelle Funken auftreten. Schiebt man bei der gleichen Versuchsanordnung das Gitter zwischen die Spiegel und haben hierbei die Drähte des Gitters die vertikale Richtung, so entstehen in den Drähten, wie bereits früher erörtert wurde, infolge des in vertikaler Richtung bestehenden Spannungsgefälles des Äthers elektrische Ströme und dadurch ein Verbrauch der in der Wellenbewegung enthaltenen Energie. Die Wellen gelangen durch das Gitter nur in geschwächtem Grade hindurch und können am Resonator keinen Funken mehr erzeugen. Hält man jedoch das Gitter so, daß die Drähte horizontal verlaufen, so können in den Drähten, da das Spannungsgefälle im Äther die vertikale Richtung hat, keine elektrischen Ströme induziert werden. Die Wellen können ohne Energieverlust das Gitter durchdringen und am Resonator den Funken erzeugen. Stellt man endlich den Spiegel des Resonators samt dem Resonator horizontal, während der Sender in unveränderter Aufstellung verbleibt, und hält man das zwischen die Spiegel gebrachte Gitter so, daß die Drähte unter 45^0 gegen die Horizontale verlaufen, so treten die in der Fig. 5 gezeichneten Verhältnisse auf. Die Wellenbewegung, welche vom Oszillator I ausgeht, hat eine bestimmte Stärke und ein Gefälle in vertikaler Richtung, welches durch den Vektor OA ausgedrückt ist. Der Vektor OA kann in eine Komponente OB, welche in die Richtung der Gitterdrähte G fällt und in eine darauf senkrechte Komponente OC zerlegt werden. Die dem OB entsprechende Komponente der Wellenbewegung wird durch das Gitter absorbiert. Dem Vektor OC ent-

sprechen zwei Komponenten *OD* und *OE*, von denen *OD* in die Richtung der Achse des Spiegels II des Resonators fällt. Die dem *OD* entsprechende Komponente der Wellenbewegung verursacht die Funkenbildung am Resonator. Die Erscheinung läßt sich demnach wieder aus dem Umstande erklären, daß in den vom Oszillator ausgehenden Wellen ein Spannungsgsfälle von bestimmter Richtung besteht.

Aus meinen Erklärungen ersieht man, daß aus den Hertzschen Versuchen nicht gefolgert werden muß, daß die elektrischen Wellen in Transversalschwingungen des Äthers bestehen, welche nur der Zahl nach von den als Licht wahrgenommenen Schwingungen verschieden sind, und daß es nicht notwendig ist anzunehmen, daß der Äther ein fester, inkompressibler und dabei

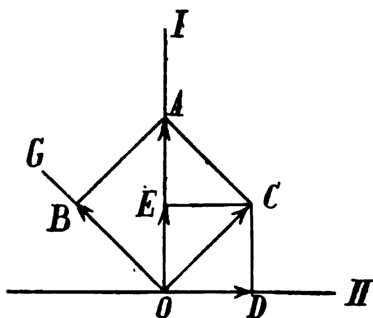


Fig. 5.

doch elastischer, den Raum kontinuierlich erfüllender Körper ist. Unter der letzteren Annahme kann ich mir überhaupt nicht vorstellen, wie irgendeine schwingende Bewegung möglich sein sollte. Es lassen sich vielmehr alle Erscheinungen der elektrischen Wellen unter der Annahme erklären, daß der Äther sich verhalte wie ein gewöhnliches Gas und daß die elektrischen Wellen in Verdichtungen und Verdünnungen des Äthers bestehen, also longitudinale Schwingungen des Äthers sind. Wenn es gelänge, Hertzsche Oszillatoren von solcher mikroskopischer Kleinheit zu bauen, daß die Länge der erzeugten Wellen bis auf die Größenordnung der Wellenlängen des Lichtes verkleinert wären, so würden die erzeugten Wellen doch immer elektrische Wellen bleiben und nicht Lichtwellen sein, weil die Lichtwellen in einer anderen Zustandsänderung des Äthers bestehen. Bisher ist es bekanntlich gelungen, die Wellenlänge elek-

trischer Wellen bis auf eine Länge von wenigen Millimetern zu verkleinern.

Bezüglich der Erklärung der Lichtwellen verweise ich auf mein bereits zitiertes Buch; ich habe die Lichterscheinungen ebenso wie die elektrischen Erscheinungen auf rein mechanischem Wege zu erklären gesucht und will an dieser Stelle nur das Wesen dieser Erklärungen hervorheben. Würden sich im Weltenraume keine Himmelskörper befinden, so würden sich die Ätherteilchen nach jeder Richtung hin in gleicher Weise bewegen, so daß die mittlere Geschwindigkeit der Ätherteilchen für jede beliebige Richtung gleich groß wäre. Dies ist in der Fig. 6 in der Weise dargestellt, daß von einem Punkte ausgehend nach

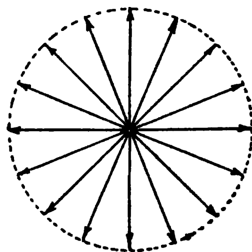


Fig. 6.

den verschiedenen Richtungen gleich große Vektoren aufgetragen sind. Jedes einzelne Ätherteilchen vollführt ebenso wie ein Molekül eines gewöhnlichen Gases infolge der Zusammenstöße mit anderen Ätherteilchen eine zickzackförmige Bahn, wie in der Fig. 7 dargestellt ist. Infolge des Vorhandenseins der Himmelskörper wird die Bewegung der Ätherteilchen beeinflußt und dadurch werden die Gravitations-, Wärme- und Lichtwirkungen hervorgerufen. Die Ätherteilchen können an

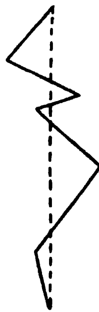


Fig. 7.

ponderable Teilchen Energie abgeben, wie wir an den Kraft- und Wärmewirkungen des elektrischen Stromes, der ja zweifellos ein Ätherstrom ist, ersehen können. Auch die Eigenwärme der Himmelskörper ist, wie ich in meinem Buche erklärt habe, dadurch erzeugt, daß die sich mit enormer Geschwindigkeit bewegenden und in die Poren eines jeden ponderablen Körpers eindringenden Ätherteilchen die Moleküle des ponderablen Körpers notwendigerweise in einen Vibrationszustand versetzen müssen; Himmelskörper von sehr großer Masse, die Sonnen, müssen gemäß dieser Erklärung heiß sein und können gar nicht erkalten. Die ponderablen Körper können aber auch umgekehrt an die Ätherteilchen Energie abgeben. Wenn ein Himmelskörper an den Äther ebensoviel Energie abgibt als er von ihm aufnimmt, so hat er einen stationären Wärmezustand. In meinem Buche habe ich nachgewiesen, daß die Himmelskörper die Bewegung der Ätherteilchen in der Weise beeinflussen, daß in radialer Richtung die Geschwindigkeit der sich von dem Körper wegbewegenden Ätherteilchen geschwächt, also kleiner ist

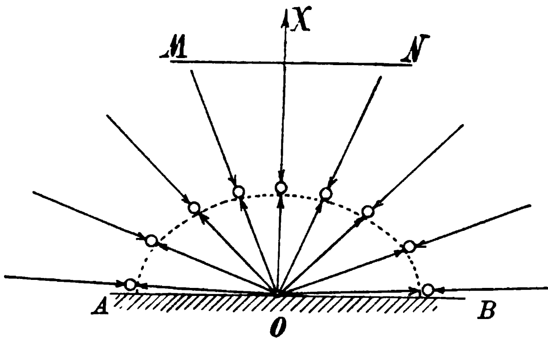


Fig. 8.

als die Geschwindigkeit der sich in radialer Richtung zu dem Himmelskörper hin bewegenden Ätherteilchen; dagegen können die vibrierenden Körpermoleküle den aus dem Körper austretenden Ätherteilchen solche Impulse erteilen, daß deren zur Oberfläche des Körpers parallelen Geschwindigkeitskomponenten verstärkt werden. Wenn die sich zu dem Körper hin bewegenden Ätherteilchen in bezug auf ihre Geschwindigkeiten noch unbeeinflußt sind, wie in der Fig. 6, so müssen die sich von dem Körper wegbewegenden Teilchen Geschwindigkeiten haben, welche in radialer Richtung geschwächt sind, dagegen in tangentialer Richtung verstärkt sein können, wie dies in der Fig. 8 dargestellt ist, in welcher AB die Oberfläche des Körpers darstellt. Die Enden der

Geschwindigkeitsvektoren der Ätherteilchen, welche sich von einem Punkte O der Oberfläche wegbewegen, liegen in diesem Falle auf einem Ellipsoid. Je größer die Masse eines Himmelskörpers ist, desto mehr sind die radialen Geschwindigkeitskomponenten der sich von dem Körper wegbewegenden Ätherteilchen geschwächt; je heißer der Körper ist, desto mehr sind die tangentialen Geschwindigkeitskomponenten verstärkt.

Die Beeinflussung der Geschwindigkeiten der Ätherteilchen beschränkt sich nicht auf die in unmittelbarer Nähe der Oberfläche des Himmelskörpers befindlichen Ätherteilchen, sondern pflanzt sich im Himmelsraum bis in die größten Entfernungen fort, denn die sich vom Körper wegbewegenden Ätherteilchen tauschen mit den sich zu dem Körper hinbewegenden Ätherteilchen, welche noch unbeeinflußt sind, beim Zusammenstoß die Geschwindigkeiten gegenseitig aus. Dies habe ich in der Fig. 8 in der Weise dargestellt, daß ich in jeder Richtung auch ein sich zu dem Körper hinbewegendes Ätherteilchen gezeichnet habe, dessen Geschwindigkeit noch unbeeinflußt ist wie in der Fig. 6. Der Grad der Beeinflussung muß natürlich mit der Entfernung vom Himmelskörper abnehmen und zwar in umgekehrt quadratischem Verhältnis, weil die Menge der Ätherteilchen, auf welche die Störung der Bewegungen übertragen wird, im quadratischen Verhältnis mit der Entfernung zunimmt.

Die Schwächung der radialen Geschwindigkeitskomponenten der sich von einem Himmelskörper wegbewegenden Ätherteilchen hat die Gravitationswirkungen zur Folge, weil im Raume außerhalb des Himmelskörpers der Druck der Ätherteilchen auf einen zweiten Körper in der Richtung radial gegen den ersten Körper größer ist als in der entgegengesetzten Richtung; in meinem Buche habe ich nachgewiesen, daß sich unter diesen Verhältnissen für die Anziehungskräfte genau das Gravitationsgesetz ergibt.

Die Verstärkung der tangentialen Geschwindigkeitskomponenten hat eine Vermehrung der Zusammenstöße der Ätherteilchen in diesen tangentialen Richtungen zur Folge. Denken wir uns in der Fig. 8 zur Oberfläche des Himmelskörpers eine parallele Ebene MN gelegt und die Bewegungen aller die Ebene durchsetzenden Ätherteilchen auf diese Ebene projiziert, so nehmen die in dieser Art erhaltenen Bewegungs- und Geschwindigkeitskomponenten in der Ebene MN alle möglichen Richtungen ein. Würde man der Ebene eine andere Lage geben, so erhielte man kleinere Geschwindigkeitskomponenten, weil in den Richtungen, welche in die neue Ebene fallen, weniger Zusammenstöße der Ätherteilchen stattfinden. Man kann daher auch in diesem Falle

von einer bestimmten Strahlenrichtung und einer bestimmten Wellenebene sprechen; erstere ist die radiale Richtung OX nach auswärts, die Wellenebene ist die darauf senkrechte Ebene. Die Transversalschwingungen der Ätherteilchen sind schon durch die zickzackförmige Art ihrer Bahnen (Fig. 7) gegeben; man braucht nicht eine rätselhafte elastische Kraft anzunehmen, welche die Ätherteilchen gegen eine Gleichgewichtslage ziehen würde. Die einzelnen Ätherteilchen bewegen sich nicht in zickzackförmiger Bahn von einem Himmelskörper bis zum andern, weil sie mit andern Ätherteilchen die Bewegungen austauschen, aber die Wirkung der Bewegungen der gesamten Ätherteilchen ist dieselbe, als ob die einzelnen Ätherteilchen sich vom Himmelskörper in den Weltenraum wegbewegen würden mit vermehrter transversaler Zickzackbewegung. Wenn die Geschwindigkeitskomponenten der Ätherteilchen in der Wellenebene MN bis zu einem gewissen Grade verstärkt sind, so empfinden wir diese Zustandsänderung des Äthers als Lichterscheinung. Ein glühender Körper bewirkt die Verstärkung bis zu diesem Grade. Wenn die Bewegungskomponenten der Ätherteilchen in der Ebene MN nach allen Richtungen gerichtet sind, so hat man nichtpolarisiertes Licht; wenn sich die Ätherteilchen in parallelen Ebenen bewegen, so daß die Bewegungskomponenten in der Ebene MN in die gleiche Richtung fallen, so ist das Licht linear polarisiert. Da die Geschwindigkeit der einzelnen Ätherteilchen im allgemeinen ungleich ist, sind im Lichte im allgemeinen alle möglichen Schwingungszahlen, d. i. alle möglichen Farben vorhanden; sind jedoch die Geschwindigkeiten der einzelnen Ätherteilchen gleich groß, so hat man einfarbiges Licht. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Wellen und der Lichtwellen muß gleich groß sein, denn in beiden Erscheinungen handelt es sich nur um die Fortpflanzung einer Störung des Bewegungszustandes der Teilchen des gleichen Mediums, des Äthers; die Art der Störungen ist aber bei den elektrischen und Lichtwellen verschieden.

(Eingesandt 11. Juni 1908.)

Über den Resonanztransformator.

Von **J. Bethenod.**

Dieser Gegenstand ist bereits von mehreren Autoren behandelt worden: Beispielsweise kann man — in chronologischer Reihenfolge — nennen: Seibt[1]), Benischke[2]), Blondel[3]), Breitfeld.[4,5]) Mit Ausnahme von Blondel haben sich alle diese Verfasser auf die Untersuchung des stationären Zustandes ohne Funken beschränkt; sie haben übrigens nur solche Formeln erörtert, die besonderen Fällen entsprechen, welche sich nicht verwirklichen lassen (Dämpfung Null, magnetische Verluste zu vernachlässigen usw.), oder kein praktisches Interesse bieten.

Ich kam kürzlich in die Lage, die Entwürfe für eine derartige Anlage zu studieren, die für eine Station für drahtlose Telegraphie bestimmt war, und ich glaube, daß es vielleicht nicht ohne Interesse sein dürfte, die Ergebnisse zu veröffentlichen, zu denen ich gelangt bin.

Tatsächlich ist das Studium des stationären Zustandes und das des Betriebes mit Funkenübergang gleich interessant. Wenn nämlich die Vorgänge letzterer Art normalerweise im Betriebe vorkommen, so kann man die der ersteren als den Grenzfall ansehen, dem die anderen zustreben, wenn der Funkenübergang seltener wird; andererseits sind sie von großer Wichtigkeit für die praktische Berechnung, was man sich durch einige sehr einfache Betrachtungen klar machen kann.

Die schließlich zu lösende Aufgabe besteht in folgendem[6]): Es ist eine Kapazität C auf ein bestimmtes Potential zu laden und damit eine gewisse Energiemenge aufzuspeichern, welche der durch den bei O übergehenden Funken (siehe Fig. 1) hervorgerufene Kurzschluß plötzlich in dem Hochfrequenzkreise OCL_3 zur Verfügung stellt.

1) Vgl. ETZ., 7. April 1904 und Ref. in Éclair. Électr. **40**, 172, 1904.

2) Vgl. ETZ., 10. Januar 1907 und Ref. in Éclair. Électr. **50**, 212, 1907.

3) Vgl. Éclair. Électr. **51**, 217, 253, 325, 1907.

4) Vgl. ETZ., 20. Juni 1907 und Ref. in Éclair. Électr. **52**, 60, 1907. — In diesem Zusammenhange dürfte eine Bemerkung von Brenot über den Fall des verlustfreien Transformators in Éclair. Électr. 50, 404, 1907 gleichfalls von Interesse sein.

5) Wir verweisen ferner auf die Arbeit von Glage, ds. Jahrb. **1**, 191, 1908. (D. Red.)

6) Die in Fig. 1 angegebene Schaltung ist natürlich nicht die einzig mögliche. Man kann insbesondere die Selbstinduktion L_3 mit O in Reihe schalten und die Funkenstrecke von den Enden dieser Kombination abzweigen usw. All diese Schaltungen sind übrigens offenbar gleichwertig.

Man ist dahin gelangt, für diesen Zweck den Wechselstrom zu verwenden, welcher leicht und ohne besondere mechanische Vorrichtungen die erforderliche Hochspannung zu erlangen gestattet.

Verwendet man nun, wie wir in der vorliegenden Arbeit immer voraussetzen wollen, gewöhnlichen Wechselstrom, so erhält man eben dadurch eine periodische Energieansammlung von doppelter Frequenz wie die Wechselstromperiode. Stellt man die Funkenstrecke passend so ein, daß der Funke in dem Augenblick übergeht, wo diese Ansammlung ihren Höchstwert erlangt, so wird, wie ersichtlich, der gewünschte Zweck erreicht werden.

Dies vorausgeschickt, bezeichnen wir mit $U_2\sqrt{2}$ die zur Hervorbringung des Funkenüberganges erforderliche Höchstspannung, mit C die zu ladende Kapazität, mit $\omega = \frac{2\pi}{T}$ die Periode des Wechselstromes;

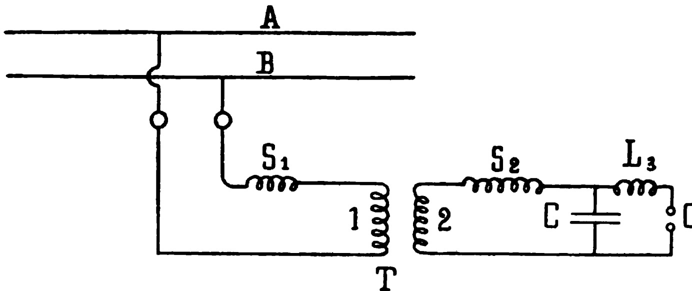


Fig. 1.

die effektive Ladungsstromstärke J_2, die U_2 entspricht, ist $C\omega U_2$. Es bedarf also einer scheinbaren Arbeit $C\omega U_2 \cdot U_2 = C\omega U_2{}^2$, um die Maximalspannung $U_2\sqrt{2}$ an den Enden des Kondensators zu erzeugen, ohne daß ein Funkenübergang stattfindet, und ein Funke wird offenbar erst dann übergehen, wenn diese Arbeit geleistet wird.[1])

Man kann also sagen, daß das Problem der Resonanz praktisch darauf hinauskommt, die Bedingungen aufzusuchen, unter denen man mit der größtmöglichen Ökonomie die scheinbare Arbeit

$$A = C\omega U_2{}^2 \qquad (1)$$

1) Das entspricht übrigens ganz den in der Praxis vorkommenden Verhältnissen, wenn man durch verschiedene Einstellungen einen Funken von größter Länge zu erhalten sucht. Bis dieser übergeht, hat man es dann mit stationären Zuständen zu tun, und um eine Maximalspannung $U_2\sqrt{2}$ zu erhalten, muß man — wenn auch nur für einen Augenblick — die scheinbare Leistung $C\omega U_2{}^2$ liefern.

erhalten kann, und diese Betrachtung zeigt, welches Interesse das Studium der stationären Zustände bietet.

Untersuchung der stationären Zustände.

Bevor wir das Studium des Resonanztransformators in Angriff nehmen, ist es nicht ohne Interesse, kurz die vollkommen analogen Eigenschaften des einfachen Systems zu untersuchen, welches durch eine Spule von der Selbstinduktion L und einen Kondensator C verwirklicht wird, die hintereinander geschaltet sind und unter einer elektromotorischen Kraft E stehen.

Bezeichnen wir mit U die Spannung an den Klemmen des Kondensators und mit $J = C\omega U$ die Stromstärke, so können wir nach wohlbekannten Formeln schreiben:

$$U = \frac{1}{\sqrt{R^2C^2\omega^2 + (LC\omega^2 - 1)^2}} E, \tag{2}$$

wenn R der scheinbare Ohmsche Widerstand des Kreises ist (siehe weiter unten).

Multiplizieren wir die beiden Seiten der Gleichung (2) mit $J = C\omega U$, so erhalten wir also die neue Gleichung:

$$C\omega U^2 = \frac{1}{\sqrt{R^2C^2\omega^2 + (LC\omega^2 - 1)^2}} EJ, \tag{3}$$

oder auch, wenn P die von der Energiequelle gelieferte scheinbare Arbeit ist:

$$P = A\sqrt{R^2C^2\omega^2 + (LC\omega^2 - 1)^2} = A \cdot \frac{1}{y}, \tag{3'}$$

wenn wir

$$y = \frac{1}{\sqrt{R^2C^2\omega^2 + (LC\omega^2 - 1)^2}} \tag{3''}$$

setzen.

Das Produkt $C\omega U^2$ ist die scheinbare Arbeit, die erforderlich ist, damit die Funkenstrecke arbeitet, welche wir uns von den Enden der Kapazität abgezweigt denken, wie wir dies oben gesehen hatten, und P ist die scheinbare Arbeit, welche die verwendete Energiequelle zu diesem Zwecke liefern muß. Man sieht also, daß diese letztere als Funktion von L ein Minimum sein wird, wenn die Gleichung

$$LC\omega^2 - 1 = 0$$

befriedigt ist, das heißt, wenn Resonanz stattfindet. Weiter ist zu bemerken, daß die verbrauchte tatsächliche Arbeit

$$RJ^2 = RC^2\omega^2U^2$$

ist, das heißt, daß sie — natürlich innerhalb der Grenzen, in denen R nicht von L abhängt — von L unabhängig ist.

Man sieht schon jetzt, welch große Vorteile die Verwirklichung dieser Resonanz bietet, und es handelt sich dabei nicht um eine einfache weitere Spannungserhöhung, die man etwa durch einen passenden Transformator erreichen kann.

Der theoretische Fall einer Kapazität, die von einem Transformator ohne Verluste und mit einem magnetischen Kreise, dessen Reluktanz zu vernachlässigen ist, gespeist wird, geht übrigens ohne weiteres in den soeben behandelten über. Man braucht nur in Gleichung (3′) die Kapazität C durch die dem Primärkreise gegebene Kapazität a^2C zu ersetzen. Hier ist a das Umformungsverhältnis, und auf das bekannte Prinzip werden wir später noch zurückkommen.

Ein praktisches Beispiel wird die verwirklichte Ökonomie besser hervortreten lassen: Wir wollen annehmen, wir hätten eine Kapazität von 0,5 Mikrofarad unter einer Maximalspannung $U_2\sqrt{2}$ von 40000 Volt bei einer Frequenz von 50 Perioden in der Sekunde ($\omega = 314$) zu speisen. Wir erhalten sofort für A den Wert

$$\begin{aligned} A &= C\omega U_2{}^2 \\ &= \frac{5}{10^7} \cdot 314 \cdot \frac{40\,000^2}{2}\,\text{Watt} \\ &= 125{,}6\,KVA. \end{aligned}$$

Die vorstehenden Werte entsprechen einer Station für drahtlose Telegraphie von großer Leistung. Dieser Wert von A ist aber trotzdem offenbar viel zu hoch und ließe sich durch einen Generator von gleichwertiger scheinbarer Leistung in Anbetracht der Kosten einer derartigen Anlage nicht direkt erzeugen.

Verwendet man hingegen die Resonanz, so kann man, nach den ausgeführten Versuchen, für y [Formel (3″)] auf einen Wert von mindestens 4 rechnen, so daß sich die von der Energiequelle verlangte scheinbare Arbeit auf

$$\frac{125{,}6}{4} = 31{,}4\,KVA$$

vermindert.

Aus dem Vorstehenden kann man endlich schließen, daß die Verwendung des gewöhnlichen Wechselstromes zur Ladung der Kondensatoren in den Stationen für drahtlose Telegraphie praktisch erst dank den Resonanzerscheinungen möglich ist, und daß diese Erscheinung stets in mehr oder minder vollkommener Weise bei allen derartigen Anordnungen aufgetreten sind, welche befriedigende Ergebnisse geliefert haben, und zwar auch ohne Wissen der Experimentatoren, welche oft in der mit der Primärwicklung in Reihe geschalteten Selbstinduktions-

rolle nur ein Mittel sahen, um einen Kurzschluß beim Funkenübergang zu verhindern.

Allgemeine Gleichungen.

Wir bezeichnen:

mit E_1 die als konstant vorausgesetzte elektromotorische Kraft im Primärkreise;

mit U_2 die sekundäre Spannung an den Transformatorklemmen;

mit J_1 die Primärstromstärke;

mit J_2 die Sekundärstromstärke;

mit L_1 und L_2 die Selbstinduktionskoeffizienten der Primärspule bzw. der Sekundärspule; diese Koeffizienten enthalten die gesamte Selbstinduktion der Stromkreise, so daß die Formeln auch noch für den Fall gelten, daß Selbstinduktionsspulen eingeschaltet werden;

mit M den Koeffizienten der gegenseitigen Induktion zwischen den Transformatorkreisen;

mit R_1 bzw. R_2 die Widerstände dieser beiden Kreise;

mit $\omega = \frac{2\pi}{T}$ die Periode des Stromes;

mit C die Kapazität.

Unter diesen Voraussetzungen lassen sich die Gleichungen für die beiden Stromkreise symbolisch folgendermaßen schreiben:

$$\left.\begin{aligned} E_1 &= R_1 J_1 + L_1 \omega J_1 j + M \omega J_2 j \\ O &= R_2 J_2 + L_2 \omega J_2 j + M \omega J_1 j + U_2 \\ J_2 &= C \omega U_2 j \end{aligned}\right\}. \tag{4}$$

Eliminiert man J_2 und danach J_1, so gelangt man leicht zu der Gleichung:

$$\left.\begin{aligned} \frac{E_1}{U_2} = -\frac{1}{M}\Big\{&\Big[L_1 - \omega^2 C(L_1 L_2 - M^2) + C R_1 R_2\Big] \\ &+ \Big[\omega\, C(R_1 L_2 + R_2 L_1) - \frac{R_1}{\omega}\Big] j\Big\} \end{aligned}\right\}. \tag{5}$$

Diese Gleichung hat bereits Seibt[1]) angegeben.

I. Resonanz durch die Primäre.

A. Strenge graphische Untersuchung.

Der Fall, daß die Resonanz mittels einer primären Selbstinduktion erhalten wird, ist für die praktischen Anwendungen äußerst interessant, weil er eine sehr bequeme Regulierung für variable Kapazitäten er-

1) ETZ., 7. April 1904, vgl. Referat in Éclair. Électr. **40**, 172, 1904.

möglicht. Andererseits ist es das einzige Verfahren, welches für die Anlage großer Einrichtungen zulässig erscheint, wenn man nicht gezwungen sein will, mehrere Transformatoren parallel anzuordnen. Der Transformator muß dann besonders berechnet werden, und für diesen Zweck kann man eine Näherungsmethode benutzen, die wir weiter unten studieren werden; die strenge Untersuchung dieses Verfahrens ist indessen sehr wichtig, weil sie uns die Erklärung gewisser Eigentümlichkeiten gestattet, denen wir bei den Versuchen begegnen. Wir wollen sie zunächst in Kürze darlegen. Bei Verwendung der graphischen Methode wird diese Untersuchung übrigens sehr einfach; davon kann man sich nach dem folgenden überzeugen. Überdies führt sie bequem

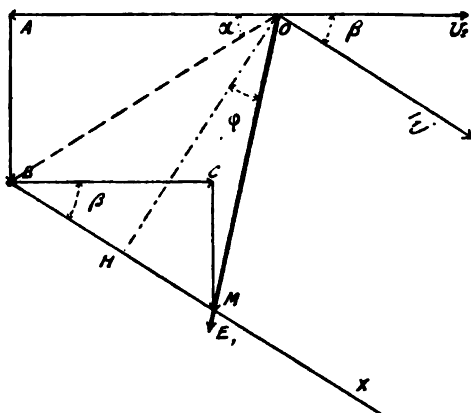


Fig. 2.

zum Beweise einiger allgemeinen Eigenschaften, welche die vorgenannten Verfasser nicht festgestellt haben.

Trennt man die Glieder mit L_1 von den übrigen, so läßt sich Formel (5) schreiben:

$$\left.\begin{aligned} ME_1 = [-CR_1R_2 - M^2\omega^2C + L_1(L_2C\omega^2 - 1)]\,U_2 \\ -\left[\frac{R_1}{\omega}(L_2C\omega^2 - 1) + CR_2L_1\omega\right]U_2 j \end{aligned}\right\}. \qquad (6)$$

In Fig. 2 sei OU_2 die Richtung von U_2. Wir tragen auf OA die negative Strecke $(CR_1R_2 + M^2\omega^2C)\,U_2$ ab, dann in der Richtung AB senkrecht hierzu die Strecke $-\frac{R_1}{\omega}\cdot(L_2C\omega^2 - 1)\,U_2 j$. Dabei nehmen wir in der Zeichnung den Drehungssinn im umgekehrten

Sinne des Uhrzeigers. Wir werden zunächst annehmen, daß die Ungleichung

$$L_2 C\omega^2 - 1 > 0$$

erfüllt ist, was, wie wir weiterhin sehen werden, der gewöhnlichste Fall ist.

Wir wiederholen dieselbe Konstruktion für die Glieder mit L_1 und zeichnen endlich unter Berücksichtigung der Vorzeichen die Strecken:

$$BC = L_1 (\omega^2 L_2 C - 1) U_2$$

und

$$CM = - C R_2 L_1 \omega U_2 j,$$

die um $\frac{\pi}{2}$ gegen U_2 verschoben ist.

Vergleichen wir das so erhaltene Polygon mit der Formel (6), so stellen wir sogleich fest, daß der resultierende Vektor OM seinem absoluten Werte nach gleich ME_1 ist und sich mit E_1 in Phase befindet. Teilen wir nun alle Linien der Figur durch U_2, so können wir (dem absolutem Werte nach) schreiben:

$$OM = \frac{ME_1}{U_2},$$
$$OA = C(R_1 R_2 + M^2 \omega^2),$$
$$AB = \frac{R_1}{\omega}(L_2 C\omega^2 - 1),$$
$$BC = (L_2 C\omega^2 - 1) L_1,$$
$$CM = C R_2 \omega L_1,$$

und die Änderungen des Vektors OM, der U_2 umgekehrt proportional ist, gestatten uns, leicht die Änderungen dieser Spannung nach Größe und nach Phase zu verfolgen.[1])

Nehmen wir einmal an, wir änderten die Selbstinduktion von L_1; das Dreieck AOB, dessen Seiten von L_1 unabhängig sind, bleibt bestehen. Was das rechtwinklige Dreieck BCM angeht, dessen beide Seiten BC und CM proportional L_1 sind, dessen Winkel $MBC = \beta$ also konstant bleibt $\left(\operatorname{tg} \beta = \frac{C\omega R_2}{L_2 C\omega^2 - 1}\right)$, so bleibt es sich selbst ähnlich, und der Punkt M verschiebt sich auf einer festen Geraden BX.

Unter diesen Verhältnissen wird die Diskussion außerordentlich leicht. Man sieht sofort, daß das Minimum des Vektors OM, das heißt

1) Man kann, wohlverstanden, ebensogut U_2 annehmen und das Minimum von E_1 suchen. Die Diskussion und die nachfolgenden Berechnungen erleiden dadurch keine Veränderung.

das Maximum von U_2 dann eintritt, wenn er mit der vom Punkte O auf BX gefällten Senkrechten zusammenfällt. Dann besteht Resonanz.

Der entsprechende Wert von L_1 läßt sich leicht aus der Formel

$$BH = AO\cos\beta - AB\sin\beta$$

berechnen.

Daraus ergibt sich schließlich:

$$L_1\sqrt{(\omega^2 L_2 C - 1)^2 + R_2{}^2 C^2 \omega^2} = (R_1 R_2 + M^2\omega^2)$$
$$C\cos\beta - \frac{R_1}{\omega}(\omega^2 L_2 C - 1)\sin\beta$$

und, nach allen Vereinfachungen:

$$L_1 = \frac{M^2\omega^2 C(\omega^2 L_2 C - 1)}{(\omega^2 L_2 C - 1)^2 + R_2{}^2 C^2 \omega^2}. \tag{7}$$

Das ist in seiner ganzen Allgemeinheit der Ausdruck für die gesamte primäre Selbstinduktion, welche Resonanz zu erhalten gestattet.

Um den tatsächlichen Wert der zugeschalteten Selbstinduktion S_1 (siehe Fig. 1) zu erhalten, muß man natürlich von L_1 die Selbstinduktion der Primärspule des Transformators in Abzug bringen. Hat die Größe $(\omega^2 L_2 C - 1)$ einen niedrigen Wert, und ist der Widerstand R_2 recht hoch, so kann es daher vorkommen, daß die so bestimmte zuzuschaltende primäre Selbstinduktion einen negativen Wert hat, das heißt, daß sie durch einen Kondensator ersetzt werden muß. Läßt man in diesem Falle mittels einer regulierbaren Induktanz L_1 sich von O bis zu den größten Werten ändern, so nimmt die Spannung U_2 kontinuierlich zu, ohne durch einen Höchstwert hindurchzugehen. Das habe ich experimentell bestätigen können, als ich versuchte, an einem Transformator, dessen Sekundäre mittels verschiedener Anschlußstellen veränderlich war, Resonanz durch die Primäre zu erhalten. Wenn, um eine gegebene Kapazität zu erhalten, die Sekundäre unter einen bestimmten Wert herabgesetzt wurde, gab es keine Möglichkeit mehr, Resonanz zu erhalten. Dasselbe Ergebnis trat übrigens bei Verminderung von C oder ω ein.

Wenn die Ungleichung

$$\omega^2 L_2 C < 1$$

erfüllt ist, so gelten offenbar die vorstehenden Betrachtungen a fortiori, da dann der durch Gleichung (7) gegebene Wert von L_1 ohne weiteres immer negativ ist.

Es ist interessant, den der Resonanz entsprechenden Wert $\frac{E_1}{U_2}$ zu berechnen. Man gelangt zu diesem gleichfalls auf die einfachste Art mit Hilfe des rechtwinkligen Dreiecks OBH (in Fig. 2):

$$OH = BO \sin(\alpha + \beta),$$

somit:

$$\frac{E_1}{U_2} = \frac{1}{M} \cdot \frac{\frac{R_1}{\omega}(\omega^2 C L_2 - 1)^2 + R_2 C^2 \omega (R_1 R_2 + M^2 \omega^2)}{\sqrt{(\omega^2 C L_2 - 1)^2 + R_2{}^2 C^2 \omega^2}}. \tag{8}$$

Man sieht also, daß die Überspannung einzig durch die Ohmschen Widerstände begrenzt wird, ganz wie in dem einfachen Falle einer mit einem Kondensator in Reihe geschalteten Selbstinduktionsspule.

Wir gehen jetzt auf die letzten Gleichungen des Systems (4) zurück, um den Phasenverschiebungswinkel φ zwischen E_1 und J_1 zu berechnen. Durch Elimination von J_2 erhalten wir:

$$M \omega J_1 j = (L_2 C \omega^2 - 1) U_2 - R_2 C \omega U_2 j. \tag{9}$$

Daraus wird unmittelbar gefolgert, daß der Vektor $J_1 j$ (der gegen J_1 um $\frac{\pi}{2}$ voreilt) um den Winkel β, gegeben durch $\operatorname{tg} \beta = \frac{R_2 C \omega}{L_2 C \omega^2 - 1}$, gegen U_2 im Rückstande ist. Zieht man daher den Vektor $O J_1 j$ (Fig. 2) parallel zu BX, so ist der Winkel $J_1 j O M$ gleich $\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right)$, weil OM mit E_1 in Phase ist. Folglich ist der Verschiebungswinkel φ zwischen E_1 und J_1 gleich dem unmittelbar in der Zeichnung gemessenen Winkel MOH. Liegt der Punkt M rechts von OH, so ist der Strom J_1 gegen E_1 verzögert, und wenn der Punkt M links von OH liegt, so eilt die Stromstärke J_1 gegen E_1 vor. Wenn sich bei einer Veränderung von L_1 der Punkt M auf OX verschiebt, so lassen sich also die entsprechenden Änderungen von φ sehr bequem in der Zeichnung verfolgen.

Auf diese Weise stellt man fest, daß die Primärspannung E_1 und die Primärstromstärke J_1 bei Resonanz in Phase sind. (Dann fällt nämlich, wie wir gesehen haben, OM mit OH zusammen.) Das ist ein sehr wichtiges Ergebnis, welches durch zahlreiche Versuche mit dem Oszillographen bestätigt worden ist. Trotz der viel komplizierteren Formeln finden wir also hier eine der bekannten Eigenschaften des eingangs untersuchten einfachen Falles wieder, bei dem wir nur eine mit dem Kondensator in Reihe geschaltete Selbstinduktionsspule betrachtet hatten.

Die Gleichung (9) führt noch zu weiteren sehr interessanten Bemerkungen. Diese Beziehung zwischen U_2 und J_1 ist nämlich unabhängig von L_1 (natürlich wenn man L_1 verändert, ohne an dem Transformator zu rühren), und daraus folgt:

1. daß die Stromstärke J_1 gleichzeitig mit U_2 ihr Maximum erreicht, das gestattet in der Praxis, leicht den Resonanzzustand zu bestimmen, indem man mit Hilfe eines Amperemeters die Änderungen von J_1 verfolgt;

2. daß die Gleichung (5) mit Hilfe des Moduls in reeller Form geschrieben werden kann:

$$E_1 = \frac{U_2}{M} \sqrt{\begin{array}{l} [L_1 - \omega^2 C(L_1 L_2 - M^2) + C R_1 R_2]^2 \\ + \left[\omega C(R_1 L_2 + R_2 L_1) - \frac{R_1}{\omega}\right]^2 \end{array}}. \qquad (5')$$

Zieht man ebenfalls aus Gleichung (9) den reellen Wert von J_1 heraus:

$$M\omega J_1 = U_2 \sqrt{(L_2 C\omega^2 - 1)^2 + R_2{}^2 C^2 \omega^2} \qquad (9')$$

und multipliziert man die beiden letzten Gleichungen Glied für Glied, so erhält man schließlich eine Beziehung zwischen $E_1 J_1$, der von der Stromquelle gelieferten scheinbaren Arbeit einerseits und der zuvor bestimmten und von den Daten der Anlage geforderten Arbeit $C\omega U_2{}^2$ andererseits. Man sieht dann, daß bis auf konstante Faktoren das Verhältnis der ersteren Arbeit zur letzteren als Funktion von L_1 gleichzeitig mit dem Verhältnis $\frac{E_1}{U_2}$ ein Minimum wird, also dann, wenn die Resonanz verwirklicht ist. Dieses Ergebnis stimmt wiederum mit dem überein, das wir für den einfachen Fall der mit einem Kondensator in Reihe geschalteten Selbstinduktionspule gefunden hatten.

In dem Vorausgegangenen kann man überall bemerken, welch wichtige Rolle der Faktor $(L_2 C\omega^2 - 1)$ spielt, und damit die Resonanz rein sei, muß im allgemeinen das Glied $L_2 C\omega^2$ groß gegen die Einheit sein, wie aus Gleichung (8) hervorgeht; diese Bedingung ist übrigens bei den gebräuchlichen Transformatoren erfüllt, und daraus ergibt sich eine beträchtliche Vereinfachung der Formeln.

Kehren wir nochmals zur Gleichung (9) zurück, in welcher das Glied $R_2 C\omega U_2 j$ gleichfalls zu vernachlässigen ist, so sehen wir, daß diese Näherungen tatsächlich darauf hinauskommen, die Gleichung in der Form

$$M\omega J_1 j = L_2 C\omega^2 U_2 = - L_2 \omega J_2 j \qquad (10)$$

zu schreiben, das heißt anzunehmen, daß in dem Transformator die sekundären Amperewindungen den primären gleich und entgegengesetzt sind. Mit dieser Voraussetzung vereinfacht sich das theoretische Problem der Resonanz beträchtlich, denn man kann nunmehr ein Diagramm analog dem von Kapp angegebenen anwenden; praktisch jedoch

bleibt dieses Problem trotz alledem recht verwickelt, wegen der Unsicherheit in der Berechnung der scheinbaren Ohmschen Widerstände in diesen Stromkreisen. Bevor wir daher zur vereinfachten graphischen Untersuchung übergehen, erscheint es mir zweckmäßig und interessant, von vornherein festzulegen, was man als scheinbaren Ohmschen Widerstand bezeichnen kann.

In seiner bereits angeführten bedeutsamen Arbeit hat Herr Blondel auf den Einfluß der Verluste im Eisen und im Dielektrikum des Kondensators hingewiesen.[1]) Die letzteren scheinen allerdings weniger von Bedeutung zu sein, aber die ersteren sind von derselben Größenordnung wie die Ohmschen Verluste im eigentlichen Sinne. Es ist daher absolut unumgänglich, sie bei den praktischen Berechnungen zu berücksichtigen, und dazu kann man folgendermaßen verfahren:

Die Verluste im Eisen der Selbstinduktionsspule sind proportional $J_1{}^2$ (Foucaultströme) und proportional $J_1{}^{1,6}$ (Hysteresis), wenn man das Eisen als ungesättigt voraussetzt. In erster Annäherung kann man sie als proportional $J_1{}^2$ betrachten, wobei übrigens die Unsicherheit des Exponenten 1,6 für die Verluste infolge der Hysterese berücksichtigt ist. Dasselbe gilt für die Verluste im Eisen des Transformators, denn bei einer gegebenen Kapazität wächst die Klemmenspannung proportional mit J_1. Unter diesen Verhältnissen gelangt man unter Anwendung des Prinzips von der Erhaltung der Energie zu dem Schlusse, daß die Wirkung der Verluste im Eisen des Apparates sich in einer Erhöhung des scheinbaren Ohmschen Widerstandes der Stromkreise zu erkennen gibt. Da nun andererseits dieser Ohmsche Widerstand allein die Grenze für die Stromstärke bei Vorhandensein von Resonanz bestimmt, so wird die Genauigkeit der praktischen Rechnungen von der Genauigkeit abhängen, mit der man die verschiedenen Verluste bestimmen kann.

B. Angenäherte graphische Untersuchung.

In dem Falle, wo die Voraussetzung (10) zulässig ist, geht die Frage nach dem Resonanztransformator unmittelbar in den zuerst behandelten einfachen Fall über.

Die Gleichung (10) kann in der Form

$$J_1 = - a J_2 \tag{11}$$

geschrieben werden; das Umformungsverhältnis a ist nämlich angenähert

1) Siehe auch: Benischke, Phénomènes de résonance sous l'influence des courants de Foucault et de l'hystérésis. E. u. M., 18. August 1907, vgl. Referat in Éclair. Électr. 52, 441, 1907.

gleich $\frac{L_2}{M}$, da in den Hochspannungskreis keine Hilfsinduktanz zugeschaltet wird.

Wir bezeichnen mit l_1 und l_2 die Selbstinduktionskoeffizienten der Zusatzspulen S_1 und S_2 (Fig. 1) und der Streuung.

Die Grundgleichungen lassen sich dann, wenn man Gleichung (11) berücksichtigt und mit Φ den in dem Transformator entstehenden Fluß bezeichnet, folgendermaßen schreiben:

$$\left.\begin{aligned} E_1 &= R_1 J_1 + l_1 \omega J_1 j + n_1 \omega \Phi j, \\ O &= - R_2 \frac{J_1}{a} - l_2 \omega \frac{J_1}{a} + n_2 \omega \Phi j + U_2, \\ -\frac{J_1}{a} &= C \omega U_2 j \end{aligned}\right\}. \tag{12}$$

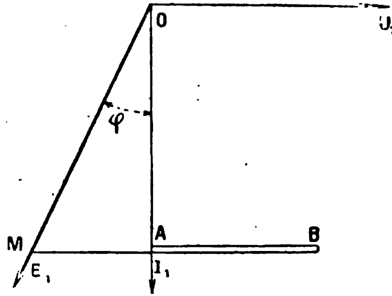


Fig. 3.

Eliminiert man J_1 und Φ, und beachtet man, daß $a = \frac{n_2}{n_1}$ ist, so gelangt man ohne weiteres zu der Gleichung:

$$E_1 = -\left(R_1 + \frac{R_2}{a^2}\right) C \omega a U_2 j - \left[\left(l_1 + \frac{l_2}{a^2}\right) C \omega^2 a - \frac{1}{a}\right] U_2. \tag{13}$$

Auf diese Weise erhält man das in Fig. 3 wiedergegebene Diagramm, in welchem

$$OA = U_2\left(R_1 + \frac{R_2}{a_2}\right) C \omega \left(\text{gegen } U_2 \text{ um } \frac{\pi}{2} \text{ verzögert}\right),$$

$$AB = \frac{1 - l_2 C \omega^2}{a} U_2 \text{[1]},$$

$$BM = - l_1 C \omega^2 a$$

ist.

1) Die Strecke AB ist natürlich positiv gerechnet ($l_2 C \omega^2 < 1$), sonst wäre keine Resonanz durch die Primäre mehr möglich, weil die sekundäre Induktanz bereits zu hoch wäre.

Nimmt man l_1 als Veränderliche, so zeigt das Diagramm, daß das Verhältnis $\frac{E_1}{U_1}$ ein Minimum ist, wenn der Punkt M mit dem Punkte A zusammenfällt, das heißt, wenn

$$C\omega^2 a^2\left(l_1 + \frac{l_2}{a^2}\right) = 1 \tag{14}$$

ist.

Man findet also wieder dieselbe Formel wie in dem einfachen Fall einer mit dem Kondensator in Reihe geschalteten Selbstinduktionsspule, wenn man nur die Werte der sekundären Selbstinduktion und Kapazität auf die primären zurückführt, indem man erstere durch a^2 dividiert und letztere mit diesem Quadrat multipliziert. Verwendet man übrigens einen normalen industriellen Transformator, bei dem die Verluste gering sind, und fügt man in den Hochspannungskreis keine Induktanz ein, so läßt sich die vorstehende Formel als

$$\omega^2 C l_1 a^2 = 1 \tag{14'}$$

schreiben, wo dann l_1 die primäre Zusatzselbstinduktion bezeichnet.

Man kann sich davon überzeugen, daß diese Formel in der Praxis befriedigende Ergebnisse liefert.

Der Winkel MOA ist offenbar gleich dem Winkel der Nacheilung zwischen E_1 und J_1 [1]), und, wie zu erwarten, ist er bei Resonanz auch Null.

Wir wollen uns bei diesen einzelnen Ergebnissen nicht aufhalten, die übrigens bekannt sind, und wollen zur Untersuchung des Verhältnisses $\frac{E_1}{U_2}$ übergehen. Bei Resonanz ist der reelle Ausdruck, abgesehen vom Vorzeichen,

$$\frac{E_1}{U_2} = \left(R_1 + \frac{R_2}{a^2}\right) C\omega a. \tag{15}$$

Es sei gleich bemerkt, daß unter dem Ausdruck in der Klammer die scheinbaren Ohmschen Widerstände zu verstehen sind, wie wir sie erst unter Berücksichtigung der Verluste im Eisen definiert haben. Bei einem Transformator von gegebener Leistung würde, wenn man die Ohmschen Verluste unberücksichtigt ließe, die Summe in der Klammer von dem Umformungsverhältnis a unabhängig sein; in Wirklichkeit ändert sich der Widerstand bei konstantem Kupfervolumen

1) Der in dem Diagramm angegebene Winkel φ entspricht einer Verzögerung von E_1 gegen J_1, denn die Stromstärke J_1, die um $\frac{\pi}{2}$ gegen U_2 verzögert ist, ist mit OA in Phase.

proportional mit a^2. Es folgt daraus, daß nach Formel (15) die Spannungserhöhung um so hervortretender sein würde, je kleiner das Umformungsverhältnis a wäre. Es ist a priori sicher, daß dies in der Praxis nur innerhalb gewisser Grenzen richtig sein kann, wie es folgende einfache Überlegung zeigt. In dem Maße, wie man a verringert, muß man, um Resonanz zu erhalten, nach Gleichung (14') l_1 erhöhen, und da man immer durch die Abmessungen der primären Selbstinduktionsspule beschränkt ist, so nehmen die Verluste in dieser letzteren schnell zu.

Selbst innerhalb der Grenzen, in denen die Änderungen von l_1 sich mit Hilfe eines verschiebbaren Eisenkernes erreichen lassen, muß dieser Gesichtspunkt in Betracht gezogen werden.

Wir haben nämlich im vorstehenden immer vorausgesetzt, daß der scheinbare Ohmsche Widerstand bei Änderung der primären Selbstinduktion nahezu konstant bliebe, und diese Annahme, welche eine beträchtliche Vereinfachung in der Erörterung der Formeln gestattet, ist bei den Versuchen nur so lange zulässig, wie die Selbstinduktionsspulen verhältnismäßig sehr hohe Leistung haben. In der Praxis wachsen jedoch bei Selbstinduktionsspulen mit verschiebbarem Kern die Verluste im Eisen beim Einsenken des Kernes sehr stark. Das Gesetz für diese Änderung des veränderlichen scheinbaren Ohmschen Widerstandes als Funktion der Selbstinduktion läßt sich unmöglich vorausbestimmen, und man muß auf das Experiment zurückgreifen. Wir wollen jedoch einen einfachen Fall untersuchen, in welchem man die Resonanz mit Hilfe einer gewissen Anzahl identischer veränderlicher Selbstinduktionsspulen aufsucht, die in den Primärkreis eingeschaltet sind. Unter diesen Verhältnissen kann man den gesamten scheinbaren Ohmschen Widerstand als eine lineare Funktion der Selbstinduktion l_1 ansehen:

$$\varrho = \varrho_0 + \varrho_1 l_1 .$$

Bezeichnet man dann mit $\lambda\omega$ die konstante negative scheinbare Selbstinduktion, die von dem Einfluß der Kapazität im Verein mit dem der magnetischen Verluste herrührt, so kann man das Verhältnis zwischen E_1 und U_2 nach Gleichung (13) in die Form

$$E_1 = -(\varrho_0 + \varrho_1 l_1)\, C\omega a U_2 j - (l_1 - \lambda)\, C\omega^2 a U_2 \qquad (16)$$

bringen.

In dieser Form erkennt man sogleich, daß die Änderungen des Verhältnisses $\frac{E_1}{U_1}$ als Funktion von l_1 sich mit Hilfe eines Diagrammes analog dem in Fig. 2 dargestellten untersuchen lassen, das wir daher

nicht zu zeichnen brauchen. Man findet dann bestätigt, daß das Minimum dieses Verhältnisses nicht eintritt, wenn E_1 und U_2 in Quadratur sind, das heißt, wenn E_1 und J_1 in Phase sind ($\varphi = 0$).

Wir setzen im vorliegenden Falle voraus, daß J_1 in Opposition zu J_2, also in Quadratur zu U_2 steht, entsprechend der Gleichung (13).

Die vorstehenden Annahmen über die Abhängigkeit des ϱ von l_1 stellen offenbar nicht den in der Praxis häufigsten Fall dar. Immerhin zeigt dieses einfache Beispiel deutlich die ganze Kompliziertheit des Problems der Resonanz, schon im stationären Zustande, und diese Kompliziertheit nimmt noch zu, wie bereits erwähnt wurde, weil die Beziehungen zwischen den Verlusten im Eisen und den verschiedenen Werten der Selbstinduktion der Regulierspule unsicher sind.

Ein gleich interessanter Spezialfall ist der, daß man die Anzahl der sekundären Windungen ändert, ohne die primäre zu ändern. Das ist ein Fall, der in der Praxis oft bei einer mit mehreren Abnahmeklemmen versehenen Sekundärspule vorkommt, welche eine Regulierung des Umformungsverhältnisses a zuläßt. Der scheinbare Ohmsche Widerstand R, der vom Jouleeffekt in der Primären und von den Verlusten im Eisen der Regulierspulen herrührt, kann dann (unter den oben gemachten Vorbehalten) als konstant betrachtet werden. Der wahre Ohmsche Widerstand des Sekundärkreises ist der Windungszahl n_2 der Sekundären proportional; da man aber, nach (13) und (15), diesen Widerstand durch a^2 teilen muß, so erhält man ein Glied mit $\frac{r}{a}$. Es kann auch vorkommen, daß man, statt a durch Ausschalten von Windungen zu ändern, ein konstantes Kupfergewicht auf der Sekundären behält (diese Änderung macht dann natürlich eine Überführung in die Werkstatt erforderlich); in diesem Falle ist der sekundäre Widerstand proportional a^2, und sein Einfluß zeigt sich nur durch eine Zunahme von R.

Wie es auch sei, die Verluste im Eisen des Transformators hängen von dem Flusse dieses Transformators ab, und man wird sie in erster Annäherung als proportional dem Quadrat der Primärspannung $\frac{U_2}{a}$ an den Klemmen dieses Transformators ansehen (der der Einfachheit halber als frei von Streuung angenommen wird). Um schließlich den scheinbaren Ohmschen Widerstand ϱ des Ganzen zu bestimmen, kann man schreiben, daß die fiktiven Jouleschen Verluste, die $\varrho J_1{}^2$ ent-

sprechen, gleich den Verlusten $\left(R+\frac{r}{a}\right)J_1^2$ und den Verlusten im Eisen des Transformators, $k\frac{U_2^2}{a^2}$, sind, wo k eine Konstante ist:

$$\varrho J_1^2 = \left(R+\frac{r}{a}\right)J_1^2 + k\frac{U_2^2}{a^2}.$$

Ersetzt man U_2 durch $\frac{J_1}{a C \omega}$, so erhält man für ϱ den Wert

$$\varrho = R + \frac{r}{a} + k\frac{1}{a^4 C^2 \omega^2}.$$

Setzt man diesen Wert in den Ausdruck für das Verhältnis $\frac{E_1}{U_2}$ für den Fall der Resonanz ein, so lautet dieser:

$$\frac{E_1}{U_2} = \left(R + \frac{r}{a} + \frac{k}{a^4 C^2 \omega^2}\right) a C \omega. \tag{17}$$

Man stellt also offenbar fest, daß das Produkt des zweiten Gliedes als Funktion von a durch ein Minimum geht, denn es wird für

$$a = 0$$

und für

$$a = \infty$$

unendlich.

Dieses Minimum tritt ein für

$$a = \sqrt[4]{\frac{3k}{R C^2 \omega^2}},$$

und man sieht, daß das bestimmte Umformungsverhältnis um so kleiner ist, je größer die Kapazität und die Ohmschen Verluste sind, oder je niedriger die Verluste im Eisen sind.

Wenn diese letzteren verhältnismäßig hoch sind, so kann also der Fall eintreten, daß die Resonanzspannung U_2 praktisch kontinuierlich wächst, wenn man das Umformungsverhältnis a vergrößert, und dieses Ergebnis steht durchaus in Einklang mit der Erfahrung.

Methode zur praktischen Berechnung.

Zu den Größen, die durch die Verhältnisse des Betriebes voraus bestimmt sind, kann man rechnen: die Kapazität C, die Frequenz ω und die Spannung E_1 der Stromquelle. Die Kapazität C ist durch die für den Hochfrequenzkreis erforderlichen Verhältnisse bestimmt und liegt daher außerhalb des Rahmens unserer Untersuchung, die sich mit der Erörterung der zulässigen Werte befaßt. Wir wollen nur

sagen, daß der Wert im allgemeinen einige Zehntel Mikrofarad erreicht, und daß eine Kapazität von $^1/_2$ Mikrofarad schon eine große Anlage bedeutet.

Die Wahl der Frequenz ω spielt eine große Rolle. Sie ist natürlich in gewissen Fällen a priori im voraus bestimmt, beispielsweise wenn man einen Verteilungssektor benutzt.

Beachten wir endlich, daß nach allem, was wir gesehen haben, das Verhältnis $\frac{A}{P}$ unabhängig vom absoluten Werte der zugeführten Spannung E_1 ist, und daß wir folglich mit hinreichender Annäherung den einfachen Fall einer mit dem Kondensator in Reihe geschalteten Selbstinduktionsspule behandeln können. Natürlich muß man eine Korrektion anbringen, welche den hinzukommenden Verlusten bei Verwendung eines Transformators Rechnung trägt. Nach Gleichung (3) kann man für Resonanz schreiben:

$$EJ = C\omega U^2 \cdot \frac{R}{L\omega}$$
$$= C U^2 \cdot \frac{R}{L}.$$

Man könnte also glauben, daß für ein gegebenes Produkt CU^2 die von der Stromquelle gelieferte scheinbare Arbeit, wenigstens scheinbar, von der Frequenz unabhängig ist.

In Wirklichkeit wächst aber das Verhältnis $\frac{R}{L}$ mit dieser Frequenz, und es scheint, daß man von diesem Gesichtspunkt aus Interesse daran hätte, einen nur mäßig hohen Wert zu wählen; bei niedrigen Frequenzen nimmt jedoch das Gewicht der Transformatoren zu. Im ganzen kann man sagen, daß eine Frequenz von 50 Perioden in der Sekunde einen Grenzwert darstellen wird, den man nicht überschreiten soll, und es scheint vorteilhaft, bis auf 25 Perioden hinabzugehen.

Hinsichtlich der Primärspannung wird man sich im allgemeinen nach der Bequemlichkeit des Betriebes richten. In dieser Hinsicht ist die Frage nach der Handhabung in erster Linie zu berücksichtigen, doch diese Frage liegt außerhalb der Grenzen unseres Themas.

Dies vorausgeschickt, wollen wir nun die Größen ω, C, E_1, U_2 als bekannt annehmen.

Man wird auf Grund von Versuchen einen willkürlichen Wert für den Faktor

$$y = \frac{l_1 + \frac{l_2}{a^2}}{R_1 + \frac{R_2}{a^2}}$$

festsetzen, vorbehaltlich einer Berichtigung nach durchgeführter Berechnung.

Daraus leitet man ohne weiteres ab:

$$a = \frac{J_1}{C\omega U_2} = \frac{U_2}{y E_1},$$

woraus sich, unter Vernachlässigung des Einflusses der Streuung des Transformators, der Wert für die primäre Zusatzselbstinduktion

$$l_1 = \frac{1}{a^2 \omega^2 C} = \frac{y^2 E_1{}^2}{\omega^2 C U_2{}^2}$$

ergibt.

Die Stromstärke, die im stationären Zustande vorhanden sein würde, wäre also:

$$J_1 = \frac{C\omega U_2{}^2}{y E_1},$$

und der scheinbare Widerstand ϱ der gesamten Anlage:

$$\varrho = \frac{l_1 \omega}{y}.$$

Sind einmal die vorläufigen Rechnungen auf diese Weise schnell ausgeführt, so kann man die Zeichnung der Selbstinduktionsspule entwerfen und dabei die Verluste auf ein Minimum herabzusetzen suchen. Dann wird man einen Transformator wählen, der das oben bestimmte Umformungsverhältnis hat und ebenfalls möglichst geringe Verluste aufweist. Bei dieser Gelegenheit sei bemerkt, daß der Transformator im stationären Zustand die scheinbare Arbeit $C\omega U_2{}^2$ liefern soll; bei Betrieb mit Funkenübergang wird jedoch diese Leistung beträchtlich verringert. Nehmen wir einmal an, der Kondensator werde durch den Funken kurzgeschlossen; die Primärstromstärke würde dann annäherungsweise gleich $\frac{E}{l_1 \omega}$ sein, also y mal so schwach wie bei Resonanz. Beim Betriebe mit Funkenübergang wird die wirksame Primärstromstärke zwischen zwei Grenzen liegen und beispielsweise einen Wert gleich der Hälfte des für den stationären Zustand ohne Funkenübergang geltenden erreichen; wir werden übrigens auf diesen Punkt bei Gelegenheit des veränderlichen Zustandes zurückkommen. Jedenfalls wird man, wenn man überdies bemerkt, daß ein Transformator mit der scheinbaren Arbeit $C\omega U_2{}^2$ verhältnismäßig zu

voluminös und zu kostspielig sein würde, einen Transformator von viel geringerer Leistung wählen, der mit sehr großer Überlastung arbeiten würde, wenn der stationäre Zustand ohne Funkenübergang aufrecht erhalten werden würde.

Die so erhaltenen Werte von y werden auf diese Weise natürlich ein wenig vermindert werden; indessen kann man auf Grund der bereits erwähnten Versuche leicht auf einen Wert von ungefähr 4 rechnen.

Ist somit der Transformator gewählt, so kann man sich überzeugen, ob die gesamten Verluste in der Selbstinduktionsspule und im Transformator innerhalb der gewünschten Grenzen liegen, unter Berücksichtigung des a priori festgelegten Wertes für y.

Wir wollen hier nicht das Entwerfen der Selbstinduktionsspulen erörtern, da uns dies zu weit führen würde. Es sei nur erwähnt, daß es, entgegen dem allgemeinen Brauch, vorzuziehen sein wird, sie möglichst gedrängt zu wählen, um die Verluste im Eisen zu verringern, obschon man dann die zur Verschiebung des Kernes aufzuwendende Kraft erhöht.

Bei kleinen Anlagen endlich wird man die Ohmschen und induktiven Widerstände in der Wechselstrommaschine berücksichtigen und aus dem oben berechneten Werte für l_1 die eigentliche Selbstinduktion in diesem Wechselstromerzeuger ableiten können, die sich nach der Stromstärke im Kurzschlußkreise bei normaler Erregung berechnet. In gewissen Fällen kann man sogar eine Wechselstromquelle mit einer hinreichenden eigenen Selbstinduktion benutzen, um die Zusatzselbstinduktion nur zur Regulierung zu verwenden. Man wird so zweifellos die schärfste Resonanz erhalten.

II. Resonanz durch die Sekundäre.

A. Strenge Untersuchung.

Statt die Resonanz durch Änderung der primären Selbstinduktion anzustreben, kann man ebenfalls regulierbare Selbstinduktionsspulen benutzen, die man in den Sekundärkreis einschaltet. Die Diskussion kann wieder auf Grund der Gleichung (5) erfolgen, die dann in der Form

$$\frac{E_1}{U_2} = \frac{1}{M}\left\{\left[-L_1 - \omega^2 C M^2 - C R_1 R_2 + \omega^2 C L_1 L_2\right] + \left[-\omega C R_2 L_1 + \frac{R_1}{\omega} - \omega C R_1 L_2\right] j\right\} \tag{18}$$

zu schreiben ist.

Wie man sieht, sind die beiden Glieder auf der rechten Seite ebenfalls lineare Funktionen von L_2, und man kann die Veränderungen des Verhältnisses $\frac{E_1}{U_2}$ mit Hilfe einer der in Fig. 2 dargestellten analogen Zeichnung verfolgen.

Wir wollen uns damit begnügen, die Hauptergebnisse anzuführen, zu denen eine Diskussion, ganz analog der oben für den Fall der Resonanz durch die Primäre angestellten, führt:

1. Die Spannungserhöhung ist wiederum nur durch die Ohmschen Widerstände begrenzt.

2. Bezeichnet man mit δ einen Winkel, für den

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{R_1}{L_1\omega}$$

gilt, so ist die Phasenverschiebung φ zwischen E_1 und J_1 im Resonanzfalle nicht mehr notwendig gleich Null, und dieser Winkel $\varphi = \beta - \delta$ kann positiv oder negativ sein, je nachdem $\beta \gtrless \delta$ ist. (Die positiven Werte entsprechen einer Verzögerung von J_1 gegen E_1.)

Wenn die Differenz $L_2 C\omega^2 - 1$ gering ist, so kann der Winkel φ sogar nahezu $\frac{\pi}{2}$ werden.

Wir haben hier einen wesentlichen theoretischen Unterschied gegenüber der Resonanz durch die Primäre; in der Praxis wird aber auch hier der Winkel φ oft vernachlässigt werden können.

B. Angenäherte graphische Untersuchung.

Nimmt man wiederum an, daß die Gleichung (10) hinreichend genau ist, so kann man sagen, daß die sekundären Amperewindungen den primären gleich und entgegengesetzt sind.

Tatsächlich stellt in dieser Gleichung L_2 die gesamte sekundäre Selbstinduktion dar unter Berücksichtigung der magnetischen Streuung und der Zusatzselbstinduktion. Immerhin kann man, in Anbetracht des beabsichtigten Annäherungsgrades, gegenüber der sekundären Selbstinduktion des Transformators in bezug auf den Hauptmagnetkreis die übrigen Selbstinduktionen als zu vernachlässigend betrachten.

Unter diesen Verhältnissen sind die Gleichungen (12) und (13) ohne weiteres auf den Fall der Resonanz durch die Sekundäre anwendbar, und man braucht nur l_2 an Stelle von l_1 als Veränderliche anzusehen. Man wird also wieder zu analogen Ergebnissen und Schlüssen kommen, und alle bezüglich der Resonanz durch die Primäre gemachten

Bemerkungen werden ebenfalls für den Fall der Resonanz durch die Sekundäre gelten, sofern es sich nur um eine angenäherte graphische Untersuchung handelt.

Für den Fall, daß man die eigene Selbstinduktion der zugeschalteten Sekundärspule nicht gegenüber der gesamten Selbstinduktion der Sekundärwicklung des Umformers vernachlässigen kann, und daß andererseits die Einheit gegenüber der Größe $L_2 \omega^2 C$ nicht vernachlässigt werden darf, führt Gleichung (9) zu folgenden wichtigen Bemerkungen:

1. Da die Beziehung (9) zwischen J_1 und U_2 nicht unabhängig von L_2 ist, fällt, wenn man die Resonanz durch Änderung der letztgenannten Größe herstellen will, das Maximum der Primärstromstärke J_1 nicht mit dem Maximum der Sekundärspannung U_2 zusammen; und schon hierin liegt ein wesentlicher Unterschied gegen den Fall der Resonanz durch die Primäre.

2. Aus demselben Grunde findet man, wenn man das Verhältnis zwischen der scheinbaren im Primärkreise verbrauchten Arbeit $E_1 J_1$ und der oben definierten scheinbaren Arbeit A bildet, daß dieses Verhältnis nicht zugleich mit dem Verhältnis $\frac{E_1}{U_2}$ ein Minimum erreicht, das heißt, daß sein Minimum nicht der Resonanz entspricht. Man könnte natürlich das Minimum des Verhältnisses $\frac{E_1 J_1}{A}$ als Funktion von L_2 aufsuchen, aber, abgesehen von der Kompliziertheit dieses Problems, würde seine Lösung nicht genügend praktisches Interesse bieten, denn man würde keinerlei bequemes experimentelles Merkmal besitzen — wie die maximale Funkenlänge oder die maximale Primärstromstärke — um festzustellen, ob man wirklich diese Betriebsbedingungen verwirklicht hätte.

Von diesem Gesichtspunkte aus ist die Resonanz durch die Sekundäre nicht so vorteilhaft wie die Resonanz durch die Primäre, außer in dem Falle, daß das Produkt $L_2 C \omega^2$ groß gegen die Einheit ist. Sie bietet sogar in diesem letztgenannten Falle den Vorteil, den Umformer mit geringerer Belastung arbeiten zu lassen; beim stationären Zustande muß nämlich der Transformator sehr angenähert die scheinbare Arbeit $A = C \omega U_2^2$ liefern, wenn man Resonanz durch die Primäre anwendet; bei Resonanz durch die Sekundäre hingegen dient der Transformator gewissermaßen nur dazu, die Spannung des Netzes oder der Stromquelle zu ändern, um sie für die Ladung des Kondensators passend zu gestalten; er hat dann nur die Arbeit $\frac{A}{y}$ zu leisten, wo y wie

früher das Verhältnis zwischen der mit Resonanz erhaltenen Sekundärspannung und der ohne Resonanz herrschenden bezeichnet. In diesem Falle werden die Verluste im Eisen des Transformators beträchtlich herabgesetzt werden, denn die Induktion wird für einen gegebenen Transformator ebenfalls y mal schwächer. Mit anderen Worten: Um dieselbe Spannungserhöhung zu erhalten, wird die Resonanz durch die Sekundäre einen kleineren Transformator erfordern.

Indessen wiegt die Verwendung einer Selbstinduktionsspule für Hochspannung reichlich diesen Vorteil auf. Zunächst sei bemerkt, daß die Spannung an ihren Enden im Falle der Resonanz sehr angenähert die Spannung an den Klemmen des Kondensators erreicht; eine Selbstinduktionsspule mit einer so hohen Spannung wird sehr sorgfältig isoliert sein müssen, wodurch sich ihr Preis erheblich erhöht und ihre Verluste größer werden, weil der nicht ausgenutzte Raum größer wird. Der ganze am Transformator erzielte Gewinn wird somit verloren gehen. Andererseits scheint es einstweilen beinahe unmöglich, eine Selbstinduktionsspule für hohe Spannung mit kontinuierlicher Regulierung — nämlich mittels eingeschobenen Kernes — zu konstruieren, besonders wenn die Regulierung während des Betriebes erfolgen soll, wie es in der Praxis oft vorkommt.

Diese verschiedenen Gründe genügen reichlich, um die seltene Verwendung der Resonanz durch die Sekundäre zu erklären, und meines Erachtens wird die Verwendung sekundärer Hilfsinduktanzen immer auf einige Spezialfälle beschränkt bleiben. Man könnte beispielsweise diese beiden Verfahren kombinieren und in den Sekundärkreis eine *feste* Induktanz l_2 einschalten, die zu schwach wäre um Resonanz hervorzubringen; eine *regulierbare* Induktanz l_1 im Primärkreise würde dann zur Vervollständigung der Regulierung dienen.

Man würde dann in gewissem Grade gleichzeitig die Vorteile beider Verfahren ausnutzen. Der Weg, den man beim Entwerfen einer solchen gemischten Anlage zu verfolgen hätte, wäre übrigens analog dem weiter oben für den Fall der Resonanz durch die Primäre angegebenen.

III. Untersuchung des Transformators mit Streuung.

A. Allgemeine Betrachtungen.

Die Untersuchung der mittels besonderer Transformatoren gewonnenen Resonanz ist sehr schwierig, wegen der großen Anzahl der verfügbaren Veränderlichen. Es leuchtet a priori ein, daß ein Transformator mit merklicher Streuung die Verwirklichung der Resonanz

ermöglichen muß, ohne daß man nötig hätte, Hilfsselbstinduktionsspulen einzuschalten.

Ebenso sieht man, daß ein derartiges Vorgehen den Vorteil haben wird, das Gewicht der Apparatur zu verringern und die Verluste in den zugeschalteten Selbstinduktionsspulen herabzudrücken. Hingegen verzichtet man damit auf die Möglichkeit, die Regulierung durch geringe Veränderung des Wertes dieser Zusatzinduktanzen zu bewerkstelligen und mit veränderlichen Kapazitäten unter Aufrechterhaltung der Resonanz zu arbeiten.

Wie dem auch sei, die einfachste Art, die Untersuchung der besonderen Transformatoren anzugreifen, kann meines Erachtens folgendermaßen dargestellt werden:

Wir wollen die allgemeinen Gleichungen (5') und (9') wieder aufnehmen und mit Hilfe dieser beiden Gleichungen eine Beziehung zwischen der von der Stromquelle geleisteten scheinbaren Arbeit $E_1 J_1$ und der durch die Daten der Anlage erforderlichen scheinbaren Arbeit $A = C\omega U_2^2$ aufzustellen suchen. Multiplizieren wir diese beiden Gleichungen Seite für Seite, so erhalten wir sogleich:

$$E_1 J_1 = \frac{A}{M^2 \omega^2 C} \cdot \sqrt{R_2 C^2 \omega^2 + (L_2 C \omega^2 - 1)^2}$$
$$\cdot \sqrt{\left[(L_1 L_2 - M^2)\omega^2 C - L_1 - C R_1 R_2\right]^2 + \left[C(R_2 L_1 + L_2 R_1)\omega - \frac{R_1}{\omega}\right]^2} . \quad (19)$$

Um die von der Energiequelle gelieferte scheinbare Arbeit herabzusetzen, muß man offenbar unter sonst gleichen Verhältnissen suchen, die beiden Faktoren der rechten Seite, die in Gestalt einer Quadratwurzel aus der Summe zweier Quadrate auftreten, möglichst klein zu machen. Das eine Quadrat unter den beiden Wurzeln ist eine Funktion der Ohmschen Widerstände, während das andere von ihnen unabhängig ist (für die zweite Wurzel gilt dies nur dann streng, wenn man das Glied vom zweiten Grade $C R_1 R_2$ vernachlässigen kann).

Im allgemeinen ist das erste Quadrat von Natur viel weniger wichtig als das zweite, und man kann es zunächst in erster Annäherung vernachlässigen. Die Formel (19) wird dann (für $R_1 = R_2 = 0$):

$$E_1 J_1 = \frac{A}{(1-\sigma) L_2 C \omega^2} (L_2 C \omega^2 - 1)(\sigma L_2 C \omega^2 - 1) , \quad (19')$$

wenn man, wie üblich

$$1 - \sigma = \frac{M^2}{L_1 L_2}$$

setzt und einige Reduktionen ausführt.

In dem angenommenen Idealfall kann also, wie man sieht, die von der Stromquelle gelieferte scheinbare Arbeit in folgenden beiden Fällen Null werden:

$$\sigma L_2 C\omega^2 = 1, \tag{20}$$

$$L_2 C\omega^2 = 1. \tag{21}$$

In Wirklichkeit kann die Leistung $E_1 J_1$ wegen der Ohmschen Widerstände nicht vollständig verschwinden, es ist aber sicher, daß die tatsächlichen Minima erreicht werden, wenn die von den Widerständen unabhängigen Quadrate in Gleichung (19) von derselben Größenordnung sind wie die Glieder, welche Funktionen dieser Widerstände sind, das heißt, daß sie bei guten Apparaten als sehr angenähert gleich Null angesehen werden können. Eben dies drücken die Gleichungen (20) und (21) aus.

Wir müssen schon jetzt, ehe wir unsere Berechnungen fortsetzen, die folgende wichtige Bemerkung über die Größen machen, die man als Veränderliche annehmen kann.

Bei Betrachtung der Gleichung (19) sieht man sofort, daß die Anzahl der verfügbaren Veränderlichen a priori beträchtlich ist; schaltet man die von vornherein als fest angenommenen Größen C und ω aus, so verfügt man in der Tat über die Werte von L_1, L_2, M, R_1, R_2. Aber diese Veränderlichen sind nicht alle unabhängig; einerseits ist nämlich der Koeffizient der gegenseitigen Induktion, M, mit den Selbstinduktionskoeffizienten L_1 und L_2 durch die Beziehung

$$M = \sqrt{(1-\sigma) L_1 L_2}$$

verbunden; für eine gegebene Transformatortype kann übrigens der Koeffizient als im voraus annähernd bekannt angesehen werden, und zwar auf Grund von Vorversuchen.

Andererseits sind die Verhältnisse

$$\frac{R_2}{L_2} = \xi_2$$

und

$$\frac{R_1}{L_2} = \xi_1$$

unter denselben Bedingungen nahezu konstant.[1])

Aus all diesem geht schließlich hervor, daß man als unabhängige Veränderliche die Selbstinduktionskoeffizienten L_1 und L_2 annehmen kann.

1. Dies vorausgeschickt, wollen wir aus der Gleichung (20) den Wert für L_2 entnehmen und ihn in Gleichung (19) einsetzen. Dann

1) Von dieser Bemerkung hat bereits Blondel bei seiner oben erwähnten Untersuchung Gebrauch gemacht.

wird, nach einigen Vereinfachungen und unter Vernachlässigung der Glieder mit $R_2{}^2$:

$$E_1 J_1 = A \cdot \frac{1}{\sigma\omega} \cdot [\xi_2 + (1-\sigma)\xi_1]. \tag{19''}$$

Für Werte von σ in der Nähe von 0,15 und unter der Annahme, daß die Verhältnisse $\frac{\xi_1}{\omega}$ und $\frac{\xi_2}{\omega}$ von der Größenordnung $\frac{1}{40}$ bis $\frac{1}{50}$ sind, führt diese Formel für das Verhältnis $\frac{E_1 J_1}{A}$ zu Werten in der Gegend von $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{4}$, also zu Werten, die den bei Resonanz durch die Primäre erhaltenen vergleichbar sind; die einzigen Unterschiede, die von diesem Gesichtspunkte aus zwischen den beiden Verfahren bestehen können, hängen nur von den Abmessungen und den Verhältnissen der Apparate ab, und es handelt sich dabei vor allen Dingen um eine Gattungsfrage.

Wir wollen jetzt unter Berücksichtigung der Gleichung (20) das Verhältnis $\frac{E_1}{U_2}$ nach Gleichung (5) berechnen; mit derselben Annäherung wie oben erhält man so für die reellen Werte:

$$\frac{E_1}{U_2} = \sqrt{\frac{L_1 C}{(1-\sigma)\sigma}} \cdot \left[\xi_2 + (1-\sigma)\xi_1\right]. \tag{22}$$

Man sieht also, daß die Spannungssteigerung um so größer ist, je geringer die Kapazität ist, ein Ergebnis, das mit den früher gefundenen in Einklang steht.

Die nach Formel (22) berechneten Werte sind auch von derselben Größenordnung wie die mit Resonanz durch die Primäre erzielten, wovon man sich durch Zahlenbeispiele überzeugen könnte.

Schließlich findet man leicht, daß die Stromstärke J_1 sehr merklich mit der Primärspannung E_1 in Phase ist, wenn der Bedingung (20) genügt ist.

Fassen wir alles zusammen, so folgt, daß die Verwirklichung dieser Bedingung zu einer Resonanz führt, die der Resonanz durch die Primäre in jeder Hinsicht vollkommen analog ist. Für die Gleichung (21) gilt nicht dasselbe; sie führt vielmehr zu gewissen besonderen und ganz neuen Ergebnissen.[1])

1) Wir haben gesehen, daß diese Bedingung im Falle der Resonanz durch die Primäre zu negativen Werten von L_1 führen würde; im vorliegenden Falle liegt aber a priori kein Grund dafür vor, daß sie nicht zu verwirklichen wäre.

2. Nehmen wir einmal die Bedingung (21) als erfüllt an. Die Formel (19) ergibt dann:

$$E_1 J_1 = A \cdot \frac{\xi_2}{\omega} \cdot \sqrt{1 + \frac{\xi_2^{\,2}}{\omega^2 (1-\sigma)^2}}, \tag{19'''}$$

und ein Vergleich mit (19'') zeigt uns, daß die Annahme (21) im Hinblick auf die aus dem Netz entnommene scheinbare Arbeit vorteilhafter ist als die Annahme (20). Die Summe unter der Wurzel ist nämlich nahezu gleich der Einheit, wenn der Streuungskoeffizient σ klein ist. Wenn man hingegen das entprechende Verhältnis zwischen der Spannung der Primärstromquelle und der Klemmenspannung des Kondensators unter Vernachlässigung des Ausdrucks $C R_1 R_2$ bildet, so findet man leicht den Wert:

$$\frac{E_1}{U_2} = \sqrt{L_1 C} \cdot \sqrt{(1-\sigma)\omega^2 + \frac{\xi_2^{\,2}}{1-\sigma}}, \tag{23}$$

und unter den gewöhnlichen Bedingungen ist das erste Glied unter der Wurzel sehr bedeutend, solange der Streuungskoeffizient σ klein ist. Daraus ergibt sich, daß das durch Gleichung (23) bestimmte Verhältnis unter sonst gleichen Bedingungen gegenüber dem durch Gleichung (22) bestimmten verhältnismäßig groß ist. Es ist immer mindestens gleich $\sqrt{2 \xi_2 \omega L_1 C}$, dem Mindestwert, welcher

$$1-\sigma = \frac{\xi_2}{\omega}$$

entspricht. Vergleicht man diesen Mindestwert mit dem Werte aus (22), so stellt man fest, daß er in der Praxis entschieden höher ist.

Von diesem Gesichtspunkte aus ist das zweite Verfahren (Gleichung (21)) weniger vorteilhaft als das erste (Gleichung (20)), es behauptet nichtsdestoweniger tatsächlich seine Überlegenheit hinsichtlich der von der Stromquelle zu verausgabenden scheinbaren Arbeit.

Weiter ist zu bemerken, daß die vorstehende Gleichung dem Streuungskoeffizienten σ einen sehr bedeutenden Wert zuschreibt, der bisher noch nicht verwirklicht zu sein scheint. Die Untersuchung dieses Spezialfalles ist bereits gelegentlich von Seibt und von Benischke durchgeführt worden[1]), doch glaube ich, daß seine Bedeutung noch nicht in scharfer Form hervorgehoben worden ist.

Zum Schlusse dieser kurzen Studie will ich die Formel für den Phasenverschiebungswinkel zwischen J_1 und E_1 angeben. Nach den Gleichungen (5) und (9) sieht man leicht, daß die Tangente dieses Winkels sehr angenähert gleich

1) Vgl. die früher genannten Arbeiten.

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\xi_2}{(1-\sigma)\omega}$$

ist, also stets einer Nacheilung von J_1 gegen E_1 entspricht.

Die Bedeutung dieser Verzögerung hängt in hohem Maße von dem Streuungskoeffizienten σ ab.

B. Praktische Berechnungen.

Die vorstehenden Formeln gestatten, wenigstens theoretisch, eine angenäherte Berechnung der Transformatorelemente, wie sie zur Erfüllung dieser im voraus festgesetzten Bedingungen nötig sind. So kann man als a priori bekannt die Größen ω, C, σ, ξ_1, ξ_2 voraussetzen. (Die drei letztgenannten Konstanten sind entsprechend der Transformatortype gewählt.)

Die Vorausbestimmung des Streuungskoeffizienten σ ist leider sehr unsicher, und man muß sich dabei großenteils auf die Erfahrung verlassen. Nimmt man beispielsweise den ersten vorstehend besprochenen Fall an, so gestattet die Beziehung (20), L_2 zu berechnen; nimmt man dann, vorbehaltlich der Bestätigung nach Bestimmung aller Elemente, das Verhältnis $\frac{E_1}{U_2}$ als gegeben an, so gestattet Formel (22) die Berechnung von L_1. In gewissen Fällen wird sogar dieser letztere Koeffizient durch die höchste unter der normalen Primärspannung zulässige Kurzschlußstromstärke bestimmt.

Was die Koeffizienten ξ_1 und ξ_2 anlangt, so muß man bei ihrer Auswertung die verschiedenen Verluste berücksichtigen, außer dem Joule-Effekt, auf dessen Bedeutung wir bei Behandlung der Resonanz durch die Primäre hingewiesen haben. Das genaueste Verfahren ist auch hier, sich auf Vorversuche zu stützen. Dazu kann man Formel (22) benutzen und σ, L_1 und $\frac{E_1}{U_2}$ experimentell bestimmen, und dann mit Hilfe dieser Formel einen mittleren Wert für die Koeffizienten ξ berechnen, indem man $\xi_1 = \xi_2 = \xi$ setzt. Für diese Berechnung kann man das Verhältnis des Wattstroms zum wattlosen Strom für jede der Wicklungen als Selbstinduktionsspule bei Leerlauf nicht benutzen, denn wenn der Transformator in Betrieb ist, sind die Arbeitsbedingungen des Magnetkreises vollständig veränderte, wie wir weiter unten sehen werden.

Beim Studium des besonderen Resonanztransformators, das, wie man sich denken kann, zu den kompliziertesten gehört, ist eine der interessantesten Fragen die nach der Konstitution des Magnetkreises.

Einige Konstrukteure empfehlen einen einfachen geschlossenen Magnetkreis von rechteckiger Form; die beiden Wicklungen sollen dabei getrennt auf zwei parallele Schenkel des Magnetkreises so aufgewickelt werden, daß bedeutende Streuung entsteht.[1]) (Diese Konstruktionsmethode

1) Ich lasse hier einige Zahlenangaben für einen Transformator dieser Type folgen:

Zahl der primären Windungen	110	
Zahl der sekundären Windungen	8940	
Primärstromstärke bei Leerlauf mit 110 Volt .	$J_0 = 3{,}2$	Amp.
Primärstromstärke bei Kurzschluß mit 104,5 Volt	$J_{1cc} = 24{,}8$	„
Sekundärstromstärke bei „ „ 104,5 „	$J_{2cc} = 0{,}295$	„
Leerlaufverluste	170 Watt	
cos φ bei Leerlauf	0,49.	

Dieser Transformator war mit einer besonderen Klemme versehen, welche es möglich machte, nur 90 Windungen der Primärspule zu benutzen; die vorstehenden Zahlen wurden dann durch die folgenden ersetzt:

Zahl der primären Windungen	90	
Zahl der sekundären Windungen.	8940	
Primärstromstärke bei Leerlauf mit 109 Volt .	$J_0 = 6{,}75$	Amp.
Primärstromstärke bei Kurzschluß mit 90 Volt	$J_{1cc} = 20{,}8$	„
Sekundärstromstärke bei „ „ 90 „	$J_{2cc} = 0{,}250$	„
Leerlaufverluste	285 Watt	
cos φ bei Leerlauf	0,38.	

Man bemerkt, daß in diesem letzteren Falle die Leerlaufstromstärke bei gleicher Spannung theoretisch $\left(\frac{110}{90}\right)$ mal größer sein müßte als im ersteren Falle, während sie mehr als doppelt so groß ist; dieser Unterschied erklärt sich leicht aus der Sättigung, wovon sich der Leser durch eine einfache Rechnung überzeugen kann. Aus den vorstehenden Ergebnissen kann man einige interessante Schlüsse ziehen: Nimmt man beispielsweise den ersten Fall, wo die Primärwicklung ganz benutzt wird, so findet man für σ den Näherungswert:

$$\sigma = \frac{3{,}2}{24{,}8} \cdot \frac{104{,}5}{110} = 0{,}12.$$

Andererseits kann man die primäre Induktanz aus der Formel

$$L_1 \omega = \frac{E}{J_0} = \frac{110}{3{,}2} = 34{,}375 \text{ Ohm}$$

berechnen.

Endlich kann man unter Vernachlässigung der Ohmschen Widerstände bei den Kurzschlußversuchen die Gleichung

$$M J_{1cc} = L_2 J_{2cc}$$

annehmen, aus der sich

$$\sqrt{1-\sigma} \cdot \sqrt{L_1} \cdot J_{1cc} = \sqrt{L_2} \cdot J_{2cc}$$

ergibt.

ist mit Erfolg von Gaiffe und von Gunther ausgeführt worden.) Andere wieder (wie die deutschen Konstrukteure) geben dem offenen Magnetkreis den Vorzug.

In Wirklichkeit sind beide Verfahren bei sorgfältiger Untersuchung nahezu gleichwertig; immerhin ist zu bemerken, daß bei dem zweiten die Reluktanz des Magnetkreises nicht zu vernachlässigen ist, und daß demzufolge das Produkt $L_2 C\omega^2$ im allgemeinen einen merklich kleineren Wert hat als bei den industriellen Umformern. Man kann daher vermuten, daß die Transformatoren mit offenem Magnetkreis zur Verwirklichung der Bedingung (21) besonders geeignet sind, und vielleicht liegt darin das Geheimnis der ausgezeichneten Ergebnisse, die mit gewissen Modellen dieser Type erhalten worden sind.

Wir besitzen keinerlei genaue Angaben über diese Transformatoren, die im ganzen einer Induktionsspule ziemlich analog sind, und es wäre zu wünschen, daß über diesen Gegenstand die Ergebnisse systematisch durchgeführter Versuche veröffentlicht würden.[1])

Daraus leitet man ab:

$$\omega L_2 = \frac{0{,}88 \cdot 34{,}375 \cdot (24{,}8)^2}{(0{,}295)^2} = 213489{,}3,$$

oder in runden Zahlen 210000 Ohm.

Nehmen wir eine Frequenz von 40 Perioden in der Sekunde an ($\omega =$ angenähert 250), so können wir mit Hilfe der Beziehung (20) sogleich die Kapazität C berechnen, bei welcher diese Beziehung erfüllt ist; wir finden so:

$$C = \frac{10^6}{250 \cdot 0{,}12 \cdot 210000} = \frac{10}{63} \text{ Mikrofarad},$$

eine Kapazität, die durchaus mit den Beobachtungsergebnissen übereinstimmt.

Um die Bedingung (21) zu erfüllen, hätte es einer mehr als achtmal größeren Kapazität bedurft, und es wäre nach Gleichung (23) vielleicht unmöglich gewesen, diese auf ein ausreichendes Potential zu laden, da der Koeffizient σ hier verhältnismäßig klein ist.

1) Die einzigen Angaben, die wir besaßen, sind die, welche Hemsalech und Tissot in einer Mitteilung gemacht haben, die sie der Académie des Sciences in der Sitzung vom 4. Februar 1907 vorgelegt haben (s. auch Éclair. Électr. 52, 135, 1907).

Leider haben diese Verfasser nur die Durchbruchsspannungen gemessen und nicht die dem stationären Zustande entsprechenden. Infolgedessen kann man aus ihren Versuchen keine genauen Aufschlüsse hinsichtlich der Formeln (20) usw. entnehmen. Immerhin findet man weiterhin, daß bei Resonanz die sekundäre Stromstärke bei einer primären von 20 Ampere und einem Umformungsverhältnis von 180 den Wert von 0,23 Ampere erreichte. Mit Hilfe dieser Angaben kann man sich eine Vorstellung von dem Werte

Im großen ganzen ist, wie schon erwähnt, das Problem der Konstruktion besonderer Resonanztransformatoren überaus verwickelt und würde an und für sich schon ein langes Studium erfordern. Wir wollen uns hier mit dieser Aufstellung der allgemeinen Grundlagen zufrieden geben und unsere Untersuchung über diese Transformatoren mit einigen Betrachtungen über die Verteilung des Kraftflusses beschließen.

C. Kraftflußverteilung in besonderen Transformatoren mit magnetischen Verlusten.

Bei den gewöhnlichen Transformatoren ohne nennenswerte Verluste kann man annehmen, daß der sich ergebende Kraftfluß in der Primärwicklung und in der Sekundärwicklung identisch ist.

Bei solchen Transformatoren hingegen, welche eine ausgesprochene magnetische Streuung besitzen, ist das nicht mehr der Fall, wie folgende Überlegung zeigt:

Zur Berechnung des Verhältnisses zwischen dem sich ergebenden

---

des Produktes $\omega^2 L_2 C$ machen, das größer als 1 angenommen ist, wenn man für die effektiven Werte die Näherungsformel

$$MJ_1 = L_2 J_2 \left(1 - \frac{1}{L_2 C \omega^2}\right)$$

anwendet, die durch Vernachlässigung der Glieder mit R_2 in Gleichung (9) erhalten wird. Nehmen wir an, der Koeffizient σ sei Null, so erhält man dann für die Differenz in der Klammer einen Höchstwert, der sicherlich kleiner ist als der in der Praxis verwirklichte. Nach dieser Hypothese ist das Verhältnis $\frac{L_2}{M}$ gleich dem Umformungsverhältnis $a = 180$, und man kann infolgedessen schreiben:

$$20 = 0{,}23 \cdot 180 \cdot \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C L_2}\right),$$

woraus sich näherungsweise

$$\omega^2 L C = 2$$

ergibt.

Da nun andererseits, wenn man die sicherlich bedeutenden magnetischen Verluste und die Ohmschen Widerstände berücksichtigen würde, der wahre Wert nach (9) noch näher an der Einheit liegen würde, so ist man vielleicht zu dem Schlusse berechtigt, daß sich die Bedingung (21) nahezu verwirklicht findet. Nichtsdestoweniger würde es notwendig sein, genauere Angaben zu besitzen, besonders über die Leerlaufstromstärke und über den Koeffizienten σ, und zwar Angaben, die nach einer analogen Methode gewonnen würden, wie wir sie in der vorliegenden Arbeit verfolgt haben.

Es liegt Stoff für zahlreiche Versuche von großer Bedeutung vor, und ich hoffe, daß sie manchen Forscher locken werden.

primären Kraftfluß F_1 und dem sekundären F_2 bezeichnen wir mit N_1 und N_2 die entsprechenden Windungszahlen; wir gelangen dann leicht zu dem Ausdruck:

$$\frac{F_2}{F_1} = \frac{MJ_1 + L_2J_2}{MJ_2 + L_1J_1} \cdot \frac{N_1}{N_2}$$
$$\backsim \frac{1}{1 - \omega^2 C\sigma L_2} \cdot \frac{MN_1}{L_1 N_2}. \qquad (4')$$

Der zweite Faktor stellt das Kraftflußverhältnis bei Leerlauf dar und ergibt sich als etwas unter der Einheit liegend; der zweite Wert strebt dem Unendlichen zu in dem Maße, wie man sich der Bedingung (20) nähert, und man findet so, daß der primäre Kraftfluß dann merklich schwächer ist als der sekundäre. (In Wirklichkeit kann infolge des Einflusses der Ohmschen Widerstände, der in Gleichung (4') vernachlässigt worden ist, ihr Verhältnis niemals verschwinden.[1]))

Untersuchung veränderlicher Zustände.

Die theoretische und experimentelle Untersuchung der veränderlichen Zustände ist im einzelnen von Herrn Blondel in seiner bereits mehrfach erwähnten Arbeit entwickelt worden. Ich möchte mir indessen gestatten, auf einige Punkte zurückzukommen, die ein großes praktisches Interesse bieten. Betrachtet man zuerst den einfachsten Fall einer mit einem Kondensator in Reihe geschalteten Selbstinduktionsspule, so hat bekanntlich jede plötzliche Änderung der Arbeitsbedingungen die Wirkung, daß sich dem neuen stationären Zustand eine freie Schwingung von der Form

$$Ae^{-\alpha t} \sin(\beta t + \psi)$$

überlagert. Hier ist A eine Konstante, und die Größen α und β sind durch die wohlbekannten Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \frac{R}{2L} \\ \beta &= \sqrt{\frac{1}{CL} - \alpha^2} \end{aligned}\right\} \qquad (24)$$

bestimmt.

Wenn der Funke zwischen den Kugeln der Funkenstrecke übergeht, die wir uns von den Klemmen des Kondensator abgezweigt denken, so können wir diesen letzteren praktisch als kurzgeschlossen betrachten, und zwar wegen des geringen Widerstandes des Funkens; die Wechsel-

1) Diese Erscheinung hat Herr Gunther experimentell festgestellt, als er Probespulen auf die Kerne aufwickelte, welche die Wicklungen trugen.

stromquelle speist dann die Selbstinduktionsspule. Die oszillierende Entladung erfolgt alsdann in dem Hochfrequenzschwingungskreis, der aus dem Kondensator und der Selbstinduktion S_3 (siehe Fig. 1) besteht. Nach Verlauf einer sehr kurzen Zeit verlischt der Funke schnell, und diese plötzliche Einschaltung des Kondensators gibt zu der eben erwähnten freien Schwingung Anlaß.

Diese vereinigt sich mit der erzwungenen Schwingung und führt zur allmählichen Herstellung des stationären Zustandes. Wenn die Spannung u somit die der Länge der Funkenstrecke entsprechende Durchbruchsspannung erreicht hat, so springt der Funke über, stellt von neuem Kurzschluß des Kondensators her, erlischt dann schnell, und derselbe Vorgang wiederholt sich unbegrenzt. Man sagt dann, daß eine Verminderung der Funkenzahl eintritt.

Blondel hat nach seinen Versuchen über diese Erscheinung Kurven angegeben. Wir verweisen den Leser auf seine Arbeit.

Wenn der Elektrodenabstand gegenüber der der größten bei stationärem Zustand erhältlichen Spannung entsprechenden klein ist, und wenn man gewisse noch zu besprechende Bedingungen nicht erfüllt, so kann der Ladungs- und Entladungsvorgang vollkommen andere Merkmale zeigen. Die Untersuchung dieser Einzelfälle, von denen hier der der fraktionierten Entladung genannt sei, bietet meines Erachtens vom Standpunkt der drahtlosen Telegraphie kein unmittelbares Interesse. Der Leser sei dieserhalb auf die Arbeit von Blondel verwiesen, in der diese Frage ausführlich behandelt worden ist.

Die Verminderung der Funkenzahl dagegen hat eine große Bedeutung, denn es bietet keinen Vorteil, solchen in jeder Halbperiode übergehen zu lassen. Eine solche Frequenz der Wellenzüge ist nämlich unnütz, wenn man eine befriedigende Zeichenübertragung erzielen will, und es liegt auf der Hand, daß man so unnütz Energie verbraucht und dabei die Funkenstrecke der Erwärmung und der raschen Abnutzung aussetzt.[1])

Wir wollen schließlich mit u den augenblicklichen Wert der Spannung an den Klemmen des Kondensators bezeichnen, mit U ihren Höchstwert im stationären Zustande. Dann ist der Zustand während der Ladung des Kondensators durch die Gleichung

$$u = U \sin(\omega t + \varphi) + A e^{-\alpha t} \sin(\beta t + \psi) \tag{25}$$

bestimmt.

1) Diese Überlegung hat Herrn Villard zur Erfindung einer sehr sinnreichen Wechselstromquelle geführt, die diese Funkenverminderung selbsttätig bewirkt (vgl. Éclair. Électr. 52, 392, 1907).

Es sind mehrere Fälle zu betrachten:

1. Angenommen, es sei so eingestellt, daß die Eigenfrequenz $\frac{\beta}{2\pi}$ gleich der Frequenz $\frac{\omega}{2\pi}$ der von der Wechselstromquelle erzeugten erzwungenen Schwingung sei; dieser Fall entspricht praktisch der Resonanz ($\omega^2 LC = 1$), denn die zweite Gleichung des Systems (24) geht in

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{CL}}$$

über, solange die Dämpfung schwach ist.

Nimmt man andererseits als Anfangspunkt der Zeit den Augenblick an, in dem nach Abreißen des Funkens die Ladung beginnt, so müssen offenbar zur Zeit $t = 0$ die folgenden Bedingungen erfüllt sein, die Potier[1]) klar ausgesprochen hat, und die sich auf jedes System anwenden lassen, das Kapazität und Selbstinduktion enthält.

Notwendige und hinreichende Bedingung ist, daß die Potentialdifferenz an den Enden der Kapazität und der Kraftfluß in der Selbstinduktionsspule vor und nach der plötzlichen Änderung in der Zusammensetzung des Stromkreises dieselben seien; würden diese Bedingungen nicht erfüllt sein, so würde man nämlich eine Ladestromstärke oder eine induzierte elektromotorische Kraft vom Werte Unendlich haben.

Im vorliegenden Falle läuft die erste Bedingung darauf hinaus, daß man für $t = 0$

$$u = 0$$

setzt; die zweite Bedingung verlangt, daß die anfängliche Ladestromstärke $C\frac{du}{dt}$ gleich der Stromstärke in der Spule am Ende der Entladung sein soll. Hat diese Entladung eine sehr kurze Dauer, wie dies in der Praxis allgemein der Fall ist, so kann man folgende Hypothese versuchen, die nach den Oszillogrammen recht wahrscheinlich ist und zum mindesten das Verdienst in Anspruch nehmen darf, die Formeln merklich zu vereinfachen:

Wir nehmen an, daß der Wert der Stromstärke bei Beendigung der Entladung merklich denselben Wert hat wie bei Beginn dieser Entladung; mit derselben Annäherung ist dieser letztere Wert nahezu gleich

1) A. Potier, Sur tensions dans les canalisations électriques. Bull. Soc. Intern. des Électriciens, 1904, und Éclair. Électr. 40, 72, 1904.

dem der Stromstärke im stationären Zustande für die Zeit $t = 0$, nämlich $\omega C \cos(\omega t + \varphi)$.[1])

Man gelangt dann zu den beiden Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} 0 &= U \sin\varphi + A \sin\psi \\ \omega U \cos\varphi &= \omega U \cos\varphi + \omega A \cos\psi - \alpha A \sin\psi \end{aligned}\right\}, \tag{26}$$

welche die Berechnung von ψ und A gestatten, sobald φ bekannt ist. Da die Funkenlänge nahe ihrem Grenzwerte ist, so kann man annehmen, daß dieser Winkel annähernd gleich $\frac{\pi}{2}$ ist, das heißt, daß die Entladung in der Nähe eines Maximums erfolgt. Die Gleichungen (26) ergeben dann:

$$\left.\begin{aligned} 0 &= U + A \sin\psi \\ 0 &= \omega \cos\psi - \alpha \sin\psi \end{aligned}\right\}. \tag{26'}$$

Hieraus erhält man leicht für $\operatorname{tg}\psi$ den Wert $\frac{\omega}{\alpha} = 2y$, wenn, wie früher, y den Faktor der Spannungserhöhung $\frac{L\omega}{R}$ bezeichnet. Daraus folgert man, daß der Winkel ψ nahezu $\frac{\pi}{2}$ ist, und daß schließlich Gleichung (25) in der Form

$$u = U(1 - e^{-\alpha t}) \cos\omega t \tag{25'}$$

geschrieben werden kann.

Diese sehr einfache Formel zeigt in der Tat, daß der stationäre Zustand nicht augenblicklich eintritt, wenn die Dämpfung α hinreichend schwach ist. Nebenbei sei bemerkt, daß man auch schreiben kann:

$$u = yE\left(1 - e^{-\frac{\omega}{2y}t}\right) \cos\omega t, \tag{25''}$$

wenn man, wie früher, mit E die elektromotorische Kraft der Stromquelle bezeichnet. Man sieht dann deutlich, daß die Funkenverminderung um so größer ist, je stärker die Spannungserhöhung ist.

Man kann sogar sagen, daß der außerordentlich hohe Wert der Funkenverminderung die Anwendbarkeit zu scharfer Resonanzen beschränkt.

Nimmt man beispielsweise

$$y = 10$$
$$\omega = 250 \text{ (Frequenz 40)}$$

an, so findet man, daß nach Verlauf von 0,08 Sekunden, oder mehr

1) Diese Hypothese läuft darauf hinaus, den stationären Zustand als zu Beginn der Entladung hergestellt zu betrachten.

als 6 Halbperioden, der Faktor in der Klammer nur noch ungefähr gleich 0,6 ist.

Wir gehen auf die Formel (25′) zurück und sehen ohne weiteres, daß die Spannung u zu den Zeiten

$$0, \frac{\pi}{2\omega}, \frac{3\pi}{2\omega}, \frac{5\pi}{2\omega}, \frac{7\pi}{2\omega} \text{ usf.}$$

verschwindet; die zwischen den beiden ersten Nullwerten der Spannung verstreichende Zeit ist also halb so groß wie der Zeitraum zwischen je zweien der folgenden Nullwerte.

Dies geht recht deutlich aus den experimentell gewonnenen Kurven hervor, wenigstens für die Entladungen, die ungefähr den Voraussetzungen entsprechen, welche zur Formel (25″) geführt haben.

Wie bereits erwähnt, hat die verminderte Entladung nicht nur den Vorteil, die Erwärmung und die Abnutzung der Elektroden zu verringern; sie bedeutet außerdem eine Ersparnis am Energieverbrauch, wie a priori klar ist.

Man könnte übrigens leicht die während einer ganzen Ladungsdauer τ verbrauchte mittlere Arbeit mit Hilfe der Beziehung

$$i = C\frac{du}{dt}$$

berechnen.

Leider scheint man auf diese Weise keine hinreichende Genauigkeit erhalten zu können, und die geringe Konstanz der Zeit τ, welche aus den gewonnenen Oszillogrammen hervorgeht, macht eine derartige Berechnung überaus unsicher.

Analoge Bemerkungen kann man hinsichtlich des Wertes für die effektive Stromstärke i machen, die gleichfalls durch den Vorgang der Funkenverminderung im Vergleich zu ihrem Werte im stationären Zustande merklich herabgesetzt wird. Es ist sogar klar, daß diese Herabsetzung verhältnismäßig bedeutender ist. Bei den mit einem Transformator von ungefähr 10 KW angestellten Versuchen hat man festgestellt, daß diese Herabsetzung 50 v. H. erreichte.

Die vorstehenden Rechnungen zeigen, und darin besteht ihr Hauptnutzen, wie verwickelt die Verhältnisse beim Betriebe mit Funkenübergang sind, selbst wenn man die einfachsten Fälle annimmt; wir wollen uns auch nicht weiter hiermit aufhalten und nur ein paar Worte über den zweiten Fall sagen, nämlich über den Fall, daß keine Resonanz herrscht $\left(\beta \gtrless \omega\right)$.

2. Wenn die Frequenzen $\frac{\omega}{2\pi}$ und $\frac{\beta}{2\pi}$ nicht gleich sind, sondern ein wenig voneinander abweichen, so zeigt Gleichung (25) deutlich, daß Schwebungen eintreten müssen, und die Funkenverminderung ist dann ausgeprägter. Diese Ergebnisse sind gleichfalls durch die Erfahrung bestätigt worden.

Wenn schließlich die Größen ω und β stark verschieden sind, so sind die Betriebsverhältnisse sehr veränderlich und bieten von unserm Gesichtspunkte aus nur untergeordnetes Interesse.

Wir haben bisher den Fall einer einfachen Selbstinduktionsspule behandelt. Der Fall, daß man außerdem einen Transformator verwendet, läßt sich leicht auf diesen zurückführen, wenn dieser Transformator einen geschlossenen Magnetkreis hat und einer industriellen Type angehört. Die Koeffizienten α und β werden dann merklich durch die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \frac{R_1 + \frac{R_2}{a^2}}{2\left(l_1 + \frac{l_2}{a^2}\right)} \\ \beta &= \frac{1}{\sqrt{Ca^2\left(l_1 + \frac{l_2}{a^2}\right)}} \end{aligned}\right\}$$

bestimmt, die man, von Formel (13) ausgehend, leicht aufstellen kann.

In dem Falle, daß der Transformator einen offenen Magnetkreis hat, kann man die angenäherten Gleichungen von Blondel[1])

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \frac{R_1}{L_1}\left(\frac{(1-\sigma)}{2\sigma}\right) + \frac{R_2}{2\sigma L_2} \\ \beta &= \frac{1}{\sqrt{\sigma C L_2}} \end{aligned}\right\}$$

benutzen, zu denen Blondel durch geschickte Vereinigung der Gleichungen (5) und (2) gelangt ist.

Schlußbemerkungen.

Trotz des großen Umfanges der vorliegenden Arbeit bedürfen viele Punkte in der Theorie des Resonanztransformators noch der Aufklärung. Immerhin glaube ich, folgende Eigenschaften klargestellt zu haben:

1. Die Bedeutung der Resonanz unter dem Gesichtspunkte der von der Stromquelle gelieferten scheinbaren Arbeit; diese Betrachtung

1) Siehe Éclair. Électr. 51, 260, 1907.

hat uns in den Stand gesetzt, eine systematische Untersuchung der verschiedenen Verfahren vorzunehmen.

2. Die Bedeutung der Verluste im Eisen.
3. Den Einfluß des Wertes des Produktes $L_2 C\omega^2$ für den Fall der Resonanz durch die Primäre, oder des besonderen Transformators mit Streuung und offenem Magnetkreis.
4. Die Wirkung der Funkenverminderung auf den Arbeitsverbrauch und die Erwärmung der Apparate.

Schließlich habe ich einfache Berechnungsmethoden angegeben.

Zum Schlusse möchte ich nochmals die Aufmerksamkeit der Forscher auf das Studium des Transformators mit hoher magnetischer Reluktanz lenken und die Hoffnung aussprechen, daß bald entscheidende Versuche Licht über diese Frage verbreiten mögen.

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 4. Juni 1908.)

Die Strahlung eines elliptisch schwingenden Erregers im freien Raume.[1]

Von Karl Uller.

Kap. I. Zum Verständnis des Folgenden ist es notwendig, Festsetzungen und Beziehungen voranzuschicken, die in der vorgetragenen Form neu sind.

Haben wir eine harmonische Funktion der Zeit $A \cos(\nu t + \varphi)$, wo die positive Größe A die Amplitude und das Argument des Kosinus die Phase bedeutet, so empfiehlt es sich, sie in zwei Teile zu zerlegen, deren Phasendifferenz $\pi/2$ beträgt, also

$A \cos\varphi \cos\nu t + A \sin\varphi \cos(\nu t + \pi/2) = E' \cos\nu t + E'' \cos(\nu t + \pi/2)$,

wofür wir bequemer schreiben:

$$\text{Reeller Teil von } E' e^{i\nu t} + i E'' e^{i\nu t} = E e^{i\nu t};$$

es ist dann also $\sqrt{E'^2 + E''^2}$ die Amplitude und $(\nu t + \operatorname{arctg} E''/E')$ die Phase der genannten Funktion.

Ein Vektor $\mathfrak{E}$, dessen Komponenten solche harmonische Zeitfunktionen sind, hat demnach die Form

---

1) Aus der Gießener Habilitationsschrift.

$$\mathfrak{E}_x = A_x \cos(\nu t + \varphi_x) = E_x \cdot e^{i\nu t}$$
$$\mathfrak{E}_y = A_y \cos(\nu t + \varphi_y) = E_y \cdot e^{i\nu t},$$
— — — — — — —

wofür wir zusammenfassend schreiben

$$\mathfrak{E} = E \cdot e^{i\nu t}. \tag{1}$$

Die reellen und von der Zeit freien Funktionen E_x' bis E_z'' bestimmen zwei im Raume feststehende Vektoren E' und E'', die in der zeitlich aggregierten Form $E' + iE''$ den komplexen Vektor E ausmachen.

Wir wollen jetzt die Bewegung des Vektors $\mathfrak{E}$ untersuchen und auch durch E' und E'' darstellen. Zunächst in der (xy)-Ebene.

Die Projektion von $\mathfrak{E}$ auf diese Ebene mache mit der x-Achse den Winkel ω_z, dann ist, weil $\operatorname{tang}\omega_z = \mathfrak{E}_y/\mathfrak{E}_x$, die Winkelgeschwindigkeit um die z-Achse $\dot{\omega}_z = \frac{\mathfrak{E}_x^2}{\mathfrak{E}_x^2 + \mathfrak{E}_y^2}\frac{d}{dt}\,\mathfrak{E}_y/\mathfrak{E}_x$, also

$$(\mathfrak{E}_x^2 + \mathfrak{E}_y^2)\dot{\omega}_z = \mathfrak{E}_x\frac{d\mathfrak{E}_y}{dt} - \mathfrak{E}_y\frac{d\mathfrak{E}_x}{dt} = \nu A_x A_y \sin(\varphi_x - \varphi_y).$$

Ich habe schon in meiner Dissertation[1]) gezeigt, daß

$$A_x A_y \cos(\varphi_x - \varphi_y) = E_x' E_y' + E_x'' E_y''. \tag{2}$$

Jetzt füge ich hinzu, daß nach derselben Methode

$$A_x A_y \sin(\varphi_x - \varphi_y) = E_x'' E_y' - E_y'' E_x' \tag{3}$$

gefunden wird. Sonach ist

$$(\mathfrak{E}_x^2 + \mathfrak{E}_y^2)\dot{\omega}_z = \nu(E_x'' E_y' - E_y'' E_x').$$

Analoge Betrachtungen in der (yz)- und (zx)-Ebene führen zu dem Resultat

$$\mathfrak{E}^2\dot{\omega} = \nu[E'', E']. \tag{4}$$

Die Winkelgeschwindigkeit $\dot{\omega}$ von $\mathfrak{E}$ ist ein Vektor, dessen Richtung, Größe und Rotationssinn durch das Vektorprodukt $[E'', E']$ festgelegt sind. Der Vektor $\mathfrak{E}$ rotiert in einer Ebene, deren Normale $\dot{\omega}$ ist und zwar von E'' auf dem kürzeren Wege nach E' (in der Zeit einer Viertelperiode); er beschreibt in ihr eine Ellipse um den Feldpunkt als Mittelpunkt. Dabei fallen E' und E'' in die Richtungen zweier konjugierter Durchmesser derselben. Der Momentanwert von $\mathfrak{E}$ ist

$$|\mathfrak{E}| = \sqrt{E'^2\cos^2\nu t + E''^2\cos^2(\nu t + \pi/2) - (E', E'')\sin 2\nu t}. \tag{5}$$

Da $\mathfrak{E}^2\dot{\omega}$ die von $\mathfrak{E}$ in der Zeiteinheit überstrichene Fläche ist, so soll $\nu[E'', E']$ die Sektorengeschwindigkeit von $\mathfrak{E}$ heißen; sie hat einen von der Zeit unabhängigen Wert. Das zweite Keplersche

---

1) Beiträge zur Theorie der elektromagnetischen Strahlung. Rostock 1903, S. 16.

Gesetz macht eine gleiche Aussage, jedoch für die aus einem Brennpunkte gezogenen Radien.

Die Bewegung artet in eine geradlinige aus, nur dann wenn $\dot{\omega} = 0$, also $[E'', E'] = 0$ ist, also wenn E'' und E' in eine Gerade fallen oder einer der beiden Vektoren verschwindet. Wir können die Bedingung, daß jede Komponente von $\dot{\omega}$ verschwinden muß, auch schreiben

$$E_x''/E_x' = E_y''/E_y' = E_z''/E_z'. \tag{6}$$

Das sind zwei unabhängige Bedingungen, die aussagen, daß der Phasenunterschied der 3 Komponenten von $\mathfrak{E}$ null oder π betragen muß.

Die Bedingungen für Zirkularpolarisation lesen wir am einfachsten an Gleichung (5) ab. Es muß sowohl $(E'', E') = 0$ sein, d. h. die beiden konjugierten Durchmesser müssen aufeinander senkrecht stehen, als auch $/E'/ = /E''/$ sein.

Hat man den zeitlichen Mittelwert zu bilden von dem Produkte zweier Skalare der Form $U e^{i(\varphi + \psi)} e^{i\nu t}$ und $V e^{i(\chi + \psi)} e^{i\nu t}$, so erhält man unter Benutzung von Gleichung (2)

$$\left.\begin{array}{l} \dfrac{e^{-(\varphi'' + \chi'' + \psi'')}}{2} \Big\{\cos(\varphi' - \chi') \{U'V' + U''V''\} \\ \qquad + \sin(\varphi' - \chi') \{U'V'' - U''V'\}\Big\} \end{array}\right\} \tag{7}$$

wovon wir öfters Gebrauch machen.

Es sei die Energiedichte des $\mathfrak{E}$-Feldes in jedem Feldpunkte proportional $\mathfrak{E}^2$; dann ist der zeitliche Mittelwert der Energiedichte proportional

$$\frac{1}{2}\left\{E'^2 + E''^2\right\}. \tag{8}$$

Es kommt im folgendem vor, daß E in der Form $\mathfrak{e} \cdot e^{i\Phi}$ gegeben ist, wo Φ eine allen Komponenten von $\mathfrak{e}$ gemeinschaftliche Ortsfunktion bedeutet. Dann hat man für die mittlere Energiedichte

$$\frac{1}{2}\left\{E'^2 + E''^2\right\} = \frac{e^{-2\Phi''}}{2}\left\{\mathfrak{e}'^2 + \mathfrak{e}''^2\right\}, \tag{9a}$$

für das Vektorprodukt

$$[E'', E'] = e^{-2\Phi''}[\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}'], \tag{9b}$$

dagegen für das Skalarprodukt

$$(E'', E') = e^{-2\Phi''}\left\{(\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}')\cos 2\Phi' - \frac{1}{2}(\mathfrak{e}''^2 - \mathfrak{e}'^2)\sin 2\Phi'\right\}. \tag{9c}$$

Existieren im Raume zwei Felder $\mathfrak{E} = E e^{i\nu t}$ und $\mathfrak{M} = M e^{i\nu t}$, so ist der zeitliche Mittelwert des Vektorproduktes der Feldstärken nach Gleichung (2)

$$\overline{[\mathfrak{E}, \mathfrak{M}]} = \frac{1}{2}\left\{[E', M'] + [E'', M'']\right\}. \tag{10}$$

Hat man speziell $E = \mathfrak{e} \cdot e^{i\vartheta}$, $M = \mathfrak{m} \cdot e^{i\vartheta}$, so wird

$$\overline{[\mathfrak{E}, \mathfrak{M}]} = \frac{e^{-2\vartheta''}}{2}\left\{[\mathfrak{e}', \mathfrak{m}'] + [\mathfrak{e}'', \mathfrak{m}'']\right\}. \tag{10a}$$

Kap. II. In einem homogenen, isotropen Medium soll ein permanenter elektromagnetischer Zustand herrschen, den wir als einen harmonischen nach Gleichung (1) ansetzen. Es bestehen dann für das elektrische Feld $\mathfrak{E} = E e^{i\nu t}$ und das magnetische Feld $\mathfrak{M} = M e^{i\nu t}$ die Maxwell-Hertzschen Beziehungen[1])

$$(\lambda + i\varepsilon\nu)\, E = V \operatorname{curl} M$$
$$-\, i\mu\nu\, M = V \operatorname{curl} E$$

mit den Folgerungen $\operatorname{div} E = 0$, $\operatorname{div} M = 0$. Diese vier Gleichungen werden identisch erfüllt, wenn wir setzen:

$$\left.\begin{aligned} \mu M &= \frac{V}{\varepsilon\nu} m^2 i \operatorname{curl} \Gamma \\ \varepsilon E &= -\operatorname{grad} \operatorname{div} \Gamma + m^2 \Gamma. \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

Der neue Vektor Γ hat der Wellengleichung $m^2\Gamma + \Delta\Gamma = 0$ zu genügen, wo m^2 für $\frac{\nu^2}{\omega^2}\left(1 - \frac{i}{\nu T}\right)$ steht (ν = Frequenz, ω = Fortpflanzungsgeschwindigkeit, T = Relaxationszeit). (Unter grad ist im Gegensatz zur mathematischen Enzyklopädie das Gefälle verstanden.) Da der imaginäre Teil von m^2 negativ, ist m von der Form $m' - im''$. Man findet

$$\left.\begin{aligned} m' &= \frac{\nu}{\omega}\sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\nu T}\right)^2}}{2}}\ \text{cm}^{-1}; \\ m'' &= \frac{\nu}{\omega}\sqrt{\frac{-1 + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\nu T}\right)^2}}{2}}\ \text{cm}^{-1}. \end{aligned}\right.$$

Außerdem seien noch folgende Kombinationen angeführt: (12)

$$\left.\begin{aligned} m'^2 + m''^2 &= \frac{\nu^2}{\omega^2}\sqrt{1 + \frac{1}{\nu^2 T^2}} \\ m'^2 - m''^2 &= \frac{\nu^2}{\omega^2} \\ m' \cdot m'' &= \frac{\nu^2}{\omega^2}\,\frac{1}{2\nu T}. \end{aligned}\right\}$$

1) Vgl. E. Cohn, Das elektromagnetische Feld. Leipzig 1900. Den Übergang zu den gebräuchlichen Maßsystemen findet man nach den ebenda S. 280 gegebenen Anweisungen.

Nimmt man für Γ die einfachste Partikularlösung der Wellengleichung, nämlich $\mathfrak{g} \cdot e^{-imr}/r$, worin $\mathfrak{g}$ ein konstanter Vektor und r der Abstand eines Feldpunktes $(x\,y\,z)$ von einem ausgezeichneten Punkte $(\xi\,\eta\,\zeta)$ ist, so erhält man bekanntlich das Feld außerhalb eines unendlich kleinen Oszillators, der in dem ausgezeichneten Punkte geradlinig in der Richtung von $\mathfrak{g}$ schwingt. Dabei ist, wenn wir unter Gesamtströmung durch einen zur Achse des Erregers konzentrischen und durch den Feldpunkt gehenden Kreis die Summe von Leitungs- und Verschiebungsstrom verstehen, das magnetische Feld durch diese Gesamtströmung, der zweite Teil von E durch die Veränderlichkeit eben derselben bestimmt, wohingegen der erste Teil von E sich aus den am Oszillator hervortretenden Ladungen berechnet.

$\mathfrak{g}$ heißt das elektrische Moment des Hertzschen Oszillators; sein absoluter Betrag ist gleich dem Produkt aus der positiven Ladung in ihrem Abstand von der negativen zur Zeit ihres größten Betrages.

Denken wir uns zwei solcher Oszillatoren mit verschiedenem Moment und verschiedener Phase an demselben Orte sich ohne Berührung überkreuzend, so wird jetzt der resultierende Vektor, der wieder mit $\mathfrak{g}$ bezeichnet werden möge, nicht mehr geradlinig, sondern elliptisch schwingen und zwar in der Ebene der beiden Oszillatoren. Wir dürfen uns auch vorstellen, daß zwei entgegengesetzte Elementarladungen umeinander rotieren, wie ein Doppelsternsystem.

Ohne uns an diese Vorstellungen zu binden, stellen wir uns die Aufgabe, das Feld und die Energiebahnen eines ausreichend gegen das Medium isolierten elliptischen Elementarstrahlers, dessen Moment also komplex ist, aufzusuchen. Das Feld des geradlinigen Strahlers ist hierin eingeschlossen: man hat im folgenden dann $\mathfrak{g}''$ oder $\mathfrak{g}' = 0$ zu setzen. Dieser spezielle Fall soll aber hier nicht diskutiert werden; ich habe mich in meiner Dissertation darüber bereits verbreitet.

Nach (11) ist das Feld

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon E &= \left(U m^2 + \frac{\dot U}{r}\right)\mathfrak{g} + \left(\ddot U - \frac{\dot U}{r}\right)\left(\mathfrak{g}\,\frac{\mathfrak{r}}{r}\right)\frac{\mathfrak{r}}{r} = \varepsilon\,\mathfrak{e} \cdot e^{-imr} \\ \mu M &= \frac{V}{\varepsilon \nu}\, i\, m^2\, \dot U \left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\ \mathfrak{g}\right] = \frac{V}{\varepsilon \nu}\,\mu\,\mathfrak{m} \cdot e^{-imr}. \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

Die Wellennormale $\mathfrak{r}$ ist ein Vektor vom Betrage

$$r = \sqrt{(x-\xi)^2 + y - \eta)^2 + (z-\zeta)^2},$$

der von $(\xi\,\eta\,\zeta)$ nach $(x\,y\,z)$ gerichtet ist.

Die Punkte über der komplexen Funktion $U(r) = e^{-imr}/r$ bedeuten Differentiationen nach dem Argument. An Gleichung (13) lesen wir

schon ab, daß $\mathfrak{M}$ rein transversal schwingt, $\mathfrak{E}$ hingegen eine longitudinale Komponente hat, die nur auf der Hauptachse (siehe später) verschwindet.

Ordnen wir nach Reellem und Imaginärem, so kommt

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{e}' &= (a'\mathfrak{g}' - a''\mathfrak{g}'') + \left(b'\left(\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}'\right) - b''\left(\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}''\right)\right)\frac{\mathfrak{r}}{r};\\
\mathfrak{e}'' &= (a'\mathfrak{g}'' + a''\mathfrak{g}') + \left(b'\left(\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}''\right) + b''\left(\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}'\right)\right)\frac{\mathfrak{r}}{r};\\
\mathfrak{m}' &= c'\left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}'\right] - c''\left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}''\right];\\
\mathfrak{m}'' &= c''\left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}'\right] + c'\left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}''\right];\\
a' &= \frac{m^{2\prime}}{r} + \frac{-m''}{r^2} + \frac{-1}{r^3}\ \text{cm}^{-3}; \quad a'' = \frac{m^{2\prime\prime}}{r} + \frac{-m'}{r^2}\ \text{cm}^{-3};\\
b' &= \frac{-m^{2\prime}}{r} + \frac{3m''}{r^2} + \frac{3}{r^3}\,\text{cm}\ ^{3}; \quad b'' = \frac{-m^{2\prime\prime}}{r} + \frac{3m'}{r^2}\ \text{cm}^{-3};\\
c' &= \frac{m'm^{2\prime} + m''m^{2\prime\prime}}{r} + \frac{m^{2\prime\prime}}{r^2}\ \text{cm}^{-4};\\
c'' &= \frac{m'm^{2\prime\prime} - m''m^{2\prime}}{r} + \frac{-m^{2\prime}}{r^2}\ \text{cm}^{-4}.
\end{aligned}\right\}\qquad (13\text{a})$$

Der Vektor der Sektorengeschwindigkeit von $\mathfrak{g}$, nämlich $[\mathfrak{g}'', \mathfrak{g}']$, hat überall im Raume dieselbe Richtung und Größe wie im Erreger, wo er senkrecht zur Schwingungsellipse steht. Die mit ihm zusammenfallende Gerade durch den Erreger soll die Hauptachse des Feldes heißen.

Wir berechnen jetzt die Sektorengeschwindigkeit von $\mathfrak{M}$ und $\mathfrak{E}$.

$$\left.\begin{aligned}
[M'', M'] &= [\mathfrak{m}'', \mathfrak{m}']\,e^{-2m''r} = (c'^2 + c''^2)\left(\frac{\mathfrak{r}}{r}[\mathfrak{g}'', \mathfrak{g}']\right)\frac{\mathfrak{r}}{r}\,e^{-2m''r}\\
[E'', E'] &= [\mathfrak{e}'', \mathfrak{e}']\,e^{-2m''r} = e^{-2m''r}\Big\{A[\mathfrak{g}'', \mathfrak{g}']\\
&\quad + B\left\{\left(\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}''\right)\left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}'\right] - \left(\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}'\right)\left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}''\right]\right\}\\
&\quad + C\left\{\left(\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}'\right)\left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}'\right] + \left(\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}''\right)\left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\mathfrak{g}''\right]\right\}\Big\};\\
A &= a'^2 + b'^2;\ B = a'b' + a''b'';\ C = a'b'' - a''b'.
\end{aligned}\right\}\qquad (14)$$

Die magnetische Feldstärke $\mathfrak{M}$ rotiert überall im Sinne des Erregers und zwar in einer Ebene senkrecht zur Wellennormale $\mathfrak{r}$; geradlinig schwingt $\mathfrak{M}$ nur auf der Schwingungsebene des Erregers und zwar senkrecht zu ihr.

Kehren wir den Rotationssinn des Erregers um, so kehrt sich auch

der des magnetischen Feldes überall um, aber die Schwingungsellipse ändert in ihrer früheren Ebene Lage und Form.

Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ schwingt, von einzelnen Punkten abgesehen, nirgends geradlinig. Auf der Hauptachse und in der Schwingungsebene des Erregers rotiert sie parallel dieser Schwingungsebene. Überall sonst besteht aber bezüglich der Lagen ihrer Schwingungsebenen und des Rotationssinnes keine einfache Gesetzmäßigkeit. Kehren wir den Rotationssinn des Erregers um, so kehrt sich der von $\mathfrak{E}$ nur auf der Hauptachse um; im übrigen ändern sich Form und Lagen der Schwingungsellipse.

Kap. III. Die momentane Energiebewegung ist eine turbulente, nach allen Richtungen herumwogende. Damit ist aber eine endgültige Fortwanderung der Energie verbunden, welche der von der Zeit unabhängige Vektor der mittleren Strahlung, $\mathfrak{S}$, beschreibt. Man kommt zu diesem Begriffe folgendermaßen: Man ermittele den zeitlichen Mittelwert der Energieströmung durch ein festgehaltenes Flächenelement. Unter allen möglichen Lagen des letzteren in einem Feldpunkt gibt es eine ausgezeichnete, nämlich die, in welcher der Mittelwert der Energieströmung ein Maximum erreicht. Dieses ist der Betrag von $\overline{\mathfrak{S}}$, wenn die Größe des Flächenelements 1 cm² beträgt. Seine Richtung geht normal zu dem Flächenelement in dieser ausgezeichneten Lage. Die Energie wandert also längs im Raume festliegender Bahnen, deren Verlauf wir nun für den vorliegenden speziellen Fall ermitteln wollen.

Nach Poynting ist $\overline{\mathfrak{S}} = V\overline{[\mathfrak{E}, \mathfrak{M}]}$, wo V die obige universelle Konstante bedeutet. Bedienen wir uns jetzt der Anweisung (10) bezw. (10a), so erhalten wir, nach Fortfall von zwanzig Gliedern,

$$\overline{\mathfrak{S}} = \overline{\mathfrak{S}}_r + \overline{\mathfrak{S}}_\varphi + \overline{\mathfrak{S}}_\varrho,$$

wobei

$$\left.\begin{aligned}
\overline{\mathfrak{S}}_r &= \frac{\nu}{2\varepsilon} e^{-2m''r} \cdot \left\{ \left\{ \frac{\nu^2}{\omega^2} \frac{\left(1 + \frac{1}{\nu^2 T^2}\right)}{r^2} m' + \frac{f(r)}{\nu T} \right\} (\mathfrak{g}'^2 + \mathfrak{g}''^2) \right. \\
&\quad \left. - \left\{ \frac{m'}{r^2} \frac{\nu^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{1}{\nu^2 T^2}\right) + \frac{3 f(r)}{\nu T} \right\} \left\{ \left(\frac{\mathfrak{r}}{r} \mathfrak{g}'\right)^2 + \left(\frac{\mathfrak{r}}{r} \mathfrak{g}''\right) \right\} \right\} \frac{\mathfrak{r}}{r} \\
\overline{\mathfrak{S}}_\varphi' &= \frac{\nu}{2\varepsilon} e^{-2m''r} \cdot 2 f(r) \left[[\mathfrak{g}'', \mathfrak{g}'] \frac{\mathfrak{r}}{r} \right] \\
\overline{\mathfrak{S}}_\varrho &= \frac{\nu}{2\varepsilon} e^{-2m''r} \cdot \frac{2 f(r)}{\nu T} \left\{ \mathfrak{g}' \left(\frac{\mathfrak{r}}{r} \mathfrak{g}'\right) + \mathfrak{g}'' \left(\frac{\mathfrak{r}}{r} \mathfrak{g}''\right) \right\} \\
f(r) &= \frac{m'^2 r^2 + (m'' r + 1)^2}{r^5} > 0.
\end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Die Diskussion dieser Vektorgleichung wird erleichtert, wenn wir über die Lage des rechtwinkligen Koordinatensystems verfügen. Wir legen den Nullpunkt in den elektrischen Mittelpunkt des Erregers, die x-Achse lassen wir mit der Hauptachse zusammenfallen, also $x \parallel [\mathfrak{g}'', \mathfrak{g}']$. In der als gegeben anzusehenden Schwingungsellipse des Erregers haben wir die Freiheit $\mathfrak{g}'$ und $\mathfrak{g}''$ so zu wählen, daß $(\mathfrak{g}'', \mathfrak{g}') = 0$, beide Vektoren also je in eine der beiden Hauptachsen der Ellipse zu liegen kommen; mit diesen sollen die y- und z-Achse zusammenfallen. Um die Idee zu fixieren, falle y mit $\mathfrak{g}''$, z mit $\mathfrak{g}'$ zusammen. Ferner möge $|\mathfrak{g}'| > |\mathfrak{g}''|$ sein.

Außerdem empfiehlt es sich, räumliche Polarkoordinaten (r, ϑ, φ) einzuführen mit der Hauptachse des Feldes als Achse und dem Erreger als Pol. Das Azimut φ soll von der (xy)-Ebene an gezählt werden und zwar positiv nach der z-Achse zu (siehe Fig. 1).

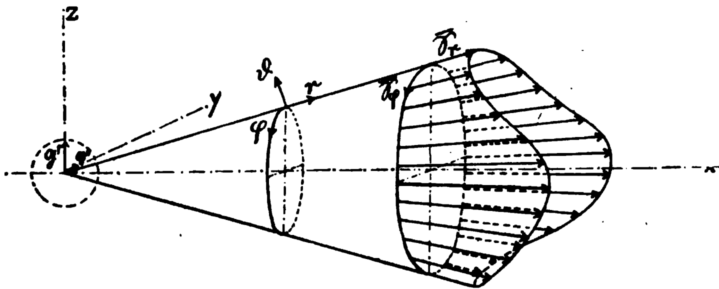


Fig. 1.

a) Wir handeln zunächst über den Fall $\nu T = \infty$. Das bedeutet: wir setzen einen vollkommenen Isolator $(T = \infty)$ voraus oder ein Medium von solch mäßiger Leitfähigkeit und einen Erreger mit so hoher Frequenz, daß die genannte Forderung praktisch erfüllt ist. Dann vereinfachen sich die Ausdrücke zu

$$\left.\begin{aligned} \overline{\mathfrak{S}} &= \frac{\nu}{2\varepsilon} \cdot \frac{\nu^3}{\omega^3}\,\frac{1}{r^2}\left\{\left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\,\mathfrak{g}'\right]^2 + \left[\frac{\mathfrak{r}}{r}\,\mathfrak{g}''\right]\right\}\frac{\mathfrak{r}}{r}; \\ \overline{\mathfrak{S}}_\varphi &= \frac{\nu}{2\varepsilon} \cdot 2\left(\frac{\nu^2}{\omega^2}\,\frac{1}{r^3} + \frac{1}{r^5}\right)\left[\,[\mathfrak{g}'', \mathfrak{g}']\,\frac{\mathfrak{r}}{r}\right]; \\ \mathfrak{S}_r &= 0. \end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

$\overline{\mathfrak{S}}_\varphi$ fällt in die Schnittlinie der Ebene $x = \text{const}$ mit der Tangentialebene an die Kugel $r = \text{const}$ und weist in allen Ebenen $x = \text{const}$ in die positive Richtung von φ (siehe Fig. 1 schematisch). Sein absoluter Betrag ist proportional $\mathfrak{g}' \cdot \mathfrak{g}''\, f(r) \sin\vartheta$, wo ϑ die Poldistanz be-

deutet. Er ist also unabhängig von φ. Die $\overline{\mathfrak{S}}_\varphi$-Linien bilden konzentrische Kreise um die Hauptachse (x) unabhängig von der Elliptizität der Schwingungsellipse des Erregers. Schreiten wir auf einer Kugel $r = \text{const}$ fort, so nimmt ihre Intensität mit ϑ zu, von dem Werte null auf der Hauptachse bis zu dem Maximalwert in der ($y\,z$)-Ebene, der Erregerebene.

$\mathfrak{S}_r$, das in der Ferne gegenüber $\overline{\mathfrak{S}}_\varphi$ das Übergewicht hat, zeigt überall in Richtung der Wellennormale $\mathfrak{r}$ und verschwindet nirgends. Sein Betrag ist proportional

$$\frac{1}{r^2}\left\{\mathfrak{g}'^2 + \mathfrak{g}''^2 - \sin^2\varphi \sin^2\vartheta\, \mathfrak{g}'^2 - \cos^2\varphi \sin^2\vartheta\, \mathfrak{g}''^2\right\}.$$

Auf einer Kugel $r = \text{const}$ ist er am größten auf der Hauptachse, am kleinsten in der Erregerebene. Auf einem Parallelkreise ($r = \text{const}$, $\vartheta = \text{const}$) liegen die Maxima und Minima von $\bar{\mathfrak{S}}_r$ in den Schnittpunkten desselben mit der ($x\,y$)- bezw. ($z\,x$)-Ebene (siehe Fig. 1).

Es sind demnach die Flächen, die $\mathfrak{S}_\varphi$, $\mathfrak{S}_r$ enthalten, Kegelflächen $\vartheta = \text{const}$, mit Kreisen als Normalschnitten.

Auf einem solchen Kegel ist die Gleichung der Strahlungslinien gegeben durch

$$\frac{d\,r}{r \sin\vartheta\, d\,\varphi} = \frac{|\overline{\mathfrak{S}}_r|}{|\mathfrak{S}_\varphi|} \qquad (\vartheta \neq 0). \qquad (17)$$

Der Anstieg ist also überall positiv und um so größer, je größer der Abstand r vom Erreger wird; der Steigungswinkel nimmt unter periodischen Schwankungen in bezug auf φ rasch zu (siehe schematische Fig. 2).

Die Integration von (17) liefert

$$\left.\begin{aligned} 4\,\mathfrak{g}'\cdot\mathfrak{g}''\,\frac{\omega^3}{\nu^3}\left\{\frac{\nu^2}{\omega^2}\left(\frac{1}{r_0}-\frac{1}{r}\right)+\frac{1}{3}\left(\frac{1}{r_0{}^3}-\frac{1}{r^3}\right)\right\} = \\ (\mathfrak{g}'^2+\mathfrak{g}''^2)\,(2-\sin^2\vartheta)\,\varphi + \sin^2\vartheta\,(\mathfrak{g}'^2-\mathfrak{g}''^2)\sin\varphi\cos\varphi, \end{aligned}\right\} \quad (18)$$

wobei dem Winkel $\varphi = 0$ der Wert $r = r_0$ entsprechen soll.

Das sind Spiralen auf dem Kegelmantel. Die Ganghöhen nehmen mit wachsendem ϑ ab, sie sind am kleinsten in der Erregerebene. Die Energie schraubt sich spiralig auf Kegelflächen nach außen und zwar rechtswendig, wenn man vom Oszillator in Richtung der positiven Hauptachse, linkswendig, wenn man vom Oszillator in Richtung der negativen Hauptachse blickt. Eine Umkehrung des Rotationssinnes des Erregers ist identisch mit der Umkehrung der Hauptachse. Damit ist eine Umlagerung der Strahlungslinien verbunden.

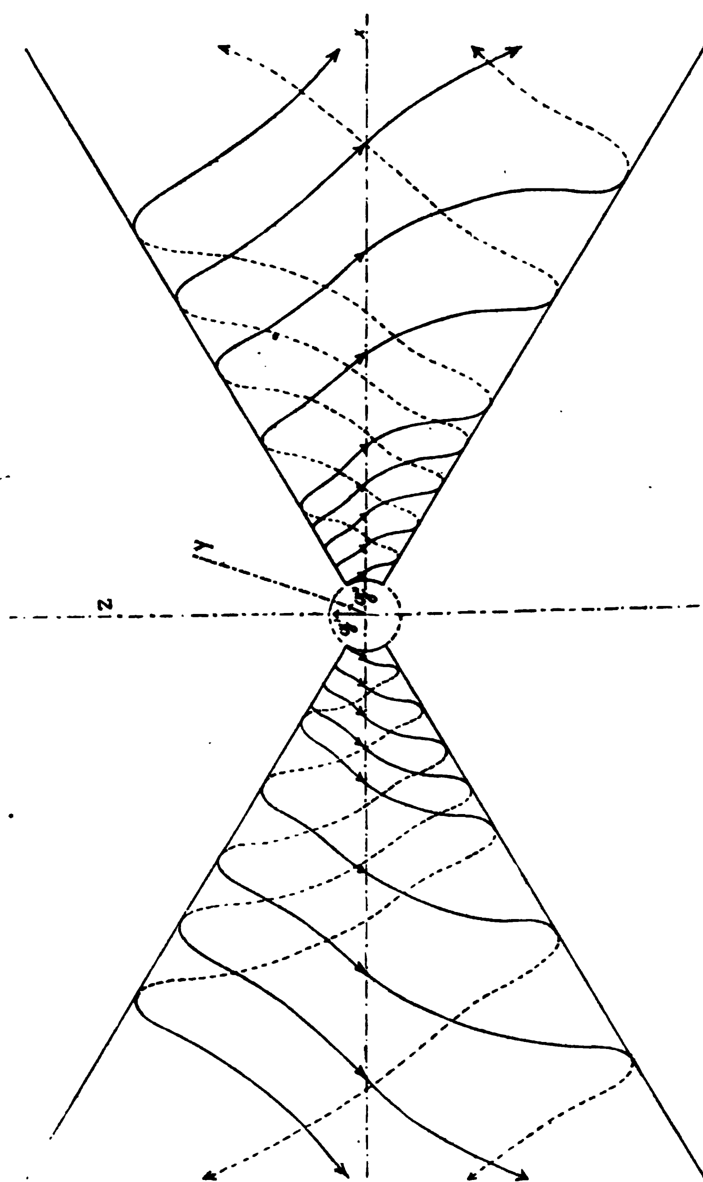


Fig. 2.

Die Drillung der Energiebahnen verschwindet nur auf der Hauptachse und in dem Spezialfalle eines geradlinig schwingenden Erregers, der damit in einem neuen Lichte erscheint.

Die durch eine Öffnung des Kegels $\vartheta = \text{const}$ in der Zeiteinheit hindurchwandernde Energie ist gegeben durch

$$\left.\begin{aligned} &\int_0^{\vartheta}\int_0^{2\pi} \overline{\mathfrak{S}}_r\, r^2 \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi = \\ &\frac{\nu}{2\varepsilon}\,\frac{\nu^3}{\omega^3}\,\frac{4\pi}{3}\,(\mathfrak{g}'^2 + \mathfrak{g}''^2)\left\{1 - \cos\vartheta + \frac{1}{4}\sin^2\vartheta\cos\vartheta.\right\} \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

Dehnen wir ϑ bis π aus, so erhalten wir die **Gesamtstrahlung** pro Zeiteinheit

$$\sum = \frac{\nu}{2\varepsilon}\,\frac{\nu^3}{\omega^3}\,\frac{8\pi}{3}\,(\mathfrak{g}'^2 + \mathfrak{g}''^2). \quad (20)$$

Auf die Größe der Gesamtstrahlung des allein im Raum gedachten Erregers ist die Drillung der Energiebahnen und die Exzentrizität der Schwingungsellipse des Erregers ohne Einfluß.

Die Gesamtstrahlung pro Periode, $\frac{2\pi}{\nu}\sum$, ist proportional der 3. Potenz der Frequenz; die Glieder mit der 2. und 0. Potenz der Frequenz fallen aus.

b) Gewinnt der Leitungsstrom an Gewicht gegenüber dem Verschiebungsstrom, dann haben wir den allgemeineren und komplizierteren Fall vor uns, den wir jetzt diskutieren wollen.

Zunächst: Sämtliche Komponenten der Strahlung sind überall verringert im Verhältnis $e^{-2m''r}:1$, infolge der Wärmeentwicklung im Felde.

Von diesem gemeinschaftlichen Extinktionsfaktor abgesehen, betrachten wir weiter die Beträge der Komponenten.

Der erste Teil von $\overline{\mathfrak{S}}_r$, der auf einer Kugel $r = \text{const}$ überall denselben Wert hat, erscheint vergrößert, aber auch der zweite, abzuziehende Teil von $\overline{\mathfrak{S}}_r$, der von Null auf der Hauptachse nach der Erregerebene hin wächst, ist jetzt größer. Daraus folgt: auf und in der Umgebung der Hauptachse ist $\overline{\mathfrak{S}}_r$ jetzt, von dem Extinktionsfaktor abgesehen, für alle Entfernungen vergrößert, in der Umgebung der Erregerebene aber verringert.

$\overline{\mathfrak{S}}_\varphi$ ist, vom Extinktionsfaktor abgesehen, überall vergrößert, weil $f(r)$ jetzt einen größeren Wert hat.

Neu hinzugetreten ist eine Komponente $\overline{\mathfrak{S}}_\varrho$. Sie liegt in der Ebene $x = \text{const}$ und ist überall radial nach außen gerichtet; daher der Index $\varrho = \sqrt{y^2 + z^2}$. Sie steht sonach normal zu $\overline{\mathfrak{S}}_\varphi$, liefert aber

in Richtung $\mathfrak{r}$ eine positive Komponente, unterstützt also überall $\overline{\mathfrak{S}}$ Der Betrag von $\overline{\mathfrak{S}}_\varrho$ ist proportional

$$f(r)\sqrt{\mathfrak{g}'^4 \sin^2\varphi + \mathfrak{g}''^4 \cos^2\varphi} \cdot \sin\vartheta.$$

Die beiden Maxima liegen also im Schnitt mit der $(z\,x)$-Ebene, die beiden Minima im Schnitt mit der $(x\,y)$-Ebene, im Gegensatz zu $\overline{\mathfrak{S}}_r$.

Schreiten wir auf der Kugel $r = \text{const}$ in Richtung des Meridians fort, so nimmt $\overline{\mathfrak{S}}_\varrho$ von Null auf der Hauptachse bis zur Erregerebene beständig zu.

In der Ferne hat wieder $\overline{\mathfrak{S}}_r$ das Übergewicht gegenüber den beiden anderen Komponenten.

Wir wollen jetzt die Projektion der Strahlungslinien auf eine Kugel $r = \text{const}$ ermitteln. Als Gleichung derselben bekommen wir, da $\overline{\mathfrak{S}}_r$ keinen Beitrag liefert,

$$\left.\begin{aligned} \frac{r\,d\vartheta}{\varrho\,d\varphi} &= \frac{\overline{\mathfrak{S}}\vartheta}{\overline{\mathfrak{S}}_\varphi} = \frac{\overline{\mathfrak{S}}_\varrho \cos\vartheta}{\overline{\mathfrak{S}}_\varphi} \\ \frac{d\vartheta}{d\varphi} &= \frac{1}{\nu T} \sin\vartheta \cos\vartheta \frac{\sqrt{\mathfrak{g}'^4 \sin^2\varphi + \mathfrak{g}''^4 \cos^2\varphi}}{\mathfrak{g}' \cdot \mathfrak{g}''}\,. \end{aligned}\right\} \tag{21}$$

Setzen wir das elliptische Integral

$$\int_0^\varphi d\varphi \sqrt{1 - k^2 \cos^2\varphi} = J(\varphi), \qquad k^2 = \frac{\mathfrak{g}'^4 - \mathfrak{g}''^4}{\mathfrak{g}'^4},$$

so liefert die Integration der Differentialgleichung

$$\operatorname{tg}\vartheta = C e^{\frac{1}{\nu T}\frac{\mathfrak{g}'}{\mathfrak{g}''} J(\varphi)}, \tag{22}$$

wo C die Integrationskonstante ist. $J(\varphi)$ nimmt mit φ zu wie ein Ellipsenbogen mit der exzentrischen Anomalie.

Die gewonnene Gleichung der Projektion der Strahlungslinien $\overline{\mathfrak{S}}$ ist unabhängig von r, aber abhängig von der Exzentrizität der Schwingungsellipse des Erregers. Jetzt können wir den Satz aussprechen: Die Flächen, die die $\overline{\mathfrak{S}}$-linien enthalten, sind geradlinige Flächen mit dem Nullpunkt des Kartesischen Koordinatensystemes als Spitze. Diese Flächen sind spiralig umeinander gewunden, mit der Hauptachse des Feldes als Achse, und ausgeweitet nach der $\pm z$-Richtung, derjenigen Richtung, in der die große Achse der Erregerellipse liegt. In ihnen ziehen sich die $\overline{\mathfrak{S}}$-Linien spiralig nach außen mit einem Steigungswinkel, der mit der Entfernung r rasch wächst, mit dem Azimut φ aber periodisch schwankt. Die Drillung und der Rotationssinn der Strahlungslinien hängt auch in diesem allgemeinen Fall nur von $\overline{\mathfrak{S}}_\varphi$ ab, das auch die Wen-

digkeit der geradlinigen Flächen bestimmt. Es gilt für die Abhängigkeit der Wendigkeit der Energiebahnen von dem Rotationssinne des Erregers das S. 578/580 Gesagte unverändert.

Fassen wir nun kurz zusammen, welche Umgestaltung die Energieströmung erleidet, wenn νT nicht mehr sehr groß ist. Mit abnehmendem νT wird die den Erreger verlassende Energie mehr nach der Hauptachse des Feldes gedrängt, aber auf ihrem weiteren spiraligen Verlaufe wird die Abbiegung von der Hauptachse weg stets größer, besonders in der $+x$-Richtung, die parallel ist der großen Achse $/2\mathfrak{g}'/$ der Schwingungsellipse des Erregers. Die Ursache dieser Erscheinung ist darin zu suchen, daß mit abnehmendem νT das Feld die magnetische Form bevorzugt, offenbar, um die Energieumsetzung nach Möglichkeit herabzudrücken. Hierauf habe ich schon in meiner früheren Arbeit[1]) hingewiesen.

Das Feld und die Ausstrahlung des ausreichend isolierten Erregers in seiner unmittelbaren Umgebung wächst mit der Leitfähigkeit des Mediums, weil mit ihr die Leitungsströme wachsen, die ihrerseits wieder ein stärkeres magnetisches Feld verursachen. Aber in gewisser Entfernung gewinnt die Extinktion die Oberhand, so daß von dort ab das Feld und von einer anderen Entfernung ab auch die Strahlung schwächer sind als im nichtleitenden Medium.

Wie klein auch νT sein mag, in Gleichung (15) verschwinden niemals die Glieder mit dem Faktor $1/r^2$. Wenn daher nach hinreichend langer Zeit die Wellenfront weit fort ist, so bleibt die Gesamtstrahlung pro Zeiteinheit durch eine Kugel von dem sehr großen Radius R von diesem Radius nur insofern abhängig, als er in dem Extinktionsfaktor steckt.

Er ist also

$$\sum_{\lambda} = \frac{\nu}{2\varepsilon} e^{-2m''R} \frac{\nu^3}{\omega^3} \varkappa^2 \sqrt{\frac{1+\varkappa}{2}} \frac{8\pi}{3} (\mathfrak{g}'^2 + \mathfrak{g}''^2) \quad \varkappa = 1 + \frac{1}{\nu^2 T^2}; \quad (23)$$

Wir vergleichen nun diese Strahlung mit der Strahlung desselben Erregers durch dieselbe Kugel (R), falls das Medium nicht leitet, d. h. wir bilden das Verhältnis $\eta = \Sigma / \Sigma_0$. Über die Abhängigkeit des elektrischen Momentes, das ebenso wie die Frequenz in unseren Gleichungen als gegebene Größe auftritt, von anderen physikalischen Größen läßt sich nach dem heutigen Stand der Forschung nur wenig sagen. Bildet den Erreger ein System von Metallkörpern, in dem durch Wechselspannungen Elektrizitätsmengen zum Schwingen gebracht

1) Ebenda, Kap. XV, S. 67.

werden, so ist das elektrische Moment $\mathfrak{g}$ proportional der Dielektrizitätskonstante des umgebenden Mediums, weil dieser Größe die hervortretenden Elektrizitätsmengen bei gegebener Spannung proportional sind. Weiter ist das elektrische Moment in hohem Maße von der Frequenz abhängig, derart, daß es stark anwächst, wenn die Frequenz steigt.

Wenn also das Medium in einem wie dem andern Falle dieselbe Dielektrizitätskonstante aufweist, dann wird bei derselben Frequenz das elektrische Moment des gegebenen Erregers in beiden Fällen dasselbe sein, also bei Bildung des Verhältnisses Σ_λ/Σ_0 herausfallen. Es bleibt

$$\eta = \varkappa^2 \sqrt{\frac{1+\varkappa}{2}}\, e^{-\frac{R}{\omega T}\sqrt{\frac{2}{1+\varkappa}}} \qquad (+\infty > \varkappa \geq 1). \tag{24}$$

Dieser relative Strahlungseffekt mißt die Brauchbarkeit des Mediums (T) für Ausstrahlung von elektromagnetischer Energie. Für große Werte von νT ist

$$\eta = \left(1 + {}^9/_8 \frac{1}{\nu^2 T^2}\right) e^{-\frac{R}{\omega T}}$$

für Werte von νT, die klein gegen 1 sind, ist

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{2\,\nu^5 T^5}}\, e^{-\frac{R}{\omega T}\sqrt{2\nu T}}.$$

Untersuchen wir für ein gegebenes Medium (T) und für eine gegebene Entfernung R die Abhängigkeit der Größe η von der Frequenz des Erregers, so finden wir, daß mit von null an wachsenden Werten der Frequenz η von unendlich großen Werten rasch, aber stetig herabsinkt und, ohne einen ausgezeichneten Wert anzunehmen, sich für unendlich große Werte der Frequenz asymptotisch der Grenze $e^{-R/\omega T}$ nähert. Während also mit abnehmender Frequenz Σ und Σ_0 gegen null hin abnehmen, wächst ihr Verhältnis über alle Grenzen. Der Grund liegt wieder wie oben darin, daß mit abnehmendem νT der Verschiebungsstrom gegen den Leitungsstrom zurücktritt und infolgedessen das magnetische Feld das elektrische an Energie überwiegt; die Strahlung aber ist immer durch beide Felder bestimmt. Welche Werte kann der relative Strahlungseffekt für das Medium: atmosphärische Luft annehmen? Ihre Leitfähigkeit ist bedingt durch die Ionisation. Solange der Ionisationsstrom proportional dem elektrischen Felde ist, beschreiben unsere Gleichungen die Strahlung des elliptischen Erregers auch in ionisierter Luft von konstanter Leitfähigkeit richtig. Die

normale Leitfähigkeit derselben am Erdboden beträgt, voll gerechnet, 10^{-24} elektromagnetische Einheiten. Demnach

$$T = \frac{\varepsilon}{\lambda} = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{20}} \Big/ 10^{-24} \backsimeq 10^2 \text{ sec},$$

und

$$\omega T = 3 \cdot 10^{10} \cdot 10^2 \backsimeq 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}.$$

Selbst für den Abstand eines Erdquadranten ($R = 10^9$ cm) kann also der relative Strahlungseffekt η nur unmerklich unter 1 herabgehen, andererseits liegt das Gebiet, wo η über 1 steigt, bei so niedrigen Frequenzen, daß es praktisch wohl kaum eine Bedeutung hat.

Wie wir gesehen haben, sind bei einem elliptischen Erreger zwei entgegengesetzte Richtungen in bezug auf die Ausstrahlung bevorzugt. Dennoch ist er als richtender Sender nicht zweckmäßig, weil seitlich noch zu viel Energie fortwandert, und zwar radial. Kommt nun gar die Nähe des Erdkörpers in Betracht, so erscheint er für Nachrichtenübermittelung längs der Erdoberfläche als unbrauchbar, wenn man sich die ansaugende Wirkung der Erde auf diese Strahlung vergegenwärtigt, welches auch die Stellung des Erregers sei.

(Eingesandt 25. Juni 1908.)

Detektoren für elektrische Wellen.

Von J. S. Sachs.

(Fortsetzung.)

Von prinzipiell neuen Erfindungen auf dem Gebiete der Detektoren ist in der Literatur vorderhand nichts Neues bekannt geworden, dagegen zeigt auch die diesem Jahrbuch beigegebene Patentschau verschiedenartige Neukonstruktionen, die wir aus leicht begreiflichen Gründen nicht in den Bereich unserer Betrachtungen ziehen wollen. Dagegen soll einiger Detektoren Erwähnung getan werden, die vielleicht allgemeineres Interesse beanspruchen.

Zunächst wäre hier der sogenannte Thermodetektor Type D.

Th. D. der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie G. m. b. H. in Berlin[1]) zu nennen, den ich bereits früher kurz erwähnt habe.

Dieser Detektor hat nach Angaben der Erfinder das gleiche Anwendungsgebiet wie die elektrolytische Zelle, welche allein bisher für Hörerempfangsanordnungen verwendet wurde. Seine Konstruktion ist aus Figur 1 ersichtlich. Auf der Hartgummiplatte *H* ist die Messingsäule *S* befestigt, welche vermittelst einer Spiralfeder die oxydierte Kupferscheibe *K* gegen die Hartgummibuchse *R* drückt. Letztere trägt einen verstellbaren Metallring *T*, an dem durch einen Halter der Platindraht

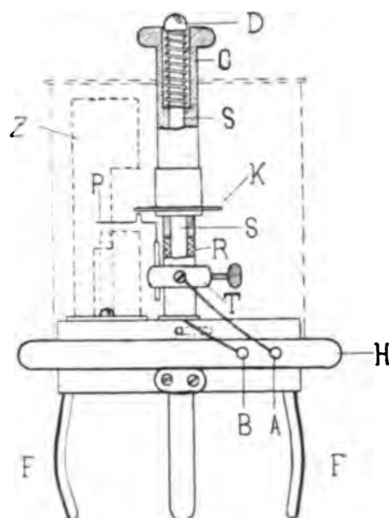


Fig. 1.

P befestigt ist. Bei Berührung des Platindrahtes mit der Kupferscheibe erhält man also ein schwaches Thermoelement, das durch eine besonders konstruierte Spiritusflamme erwärmt wird und so den erforderlichen Gleichstrom für den Telephonempfänger liefert. Der Vorzug dieser Anordnung liegt augenscheinlich zunächst darin, daß man durch Regulierung der Flamme auch den Strom in weiteren Grenzen ändern kann. Ferner dürfte der weitere Vorzug darin bestehen, daß man

1) Für die freundliche Übersendung des diesbezüglichen Prospektes danke ich der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie auch an dieser Stelle verbindlichst.

durch einfaches Drehen der Kupferscheibe K stets andere Berührungspunkte mit der Platinnase herstellen kann und so die Lebensdauer des Elementes erhöht. Nach den im Prospekt gemachten Angaben soll die Empfindlichkeit dieses Detektors größer sein als die der elektrolytischen Zelle.

Auf Seite 4 des Prospektes heißt es: „der Thermodetektor erzeugt den zur Erregung des Telephons erforderlichen Strom in einer als Thermoelement wirkenden Kontaktstelle zwischen einem Platindraht und einer Kupferscheibe. Durch Einwirkung der Wellenimpulse ändert sich der innere Widerstand bzw. die elektromotorische Kraft dieses Elements, wodurch Geräusche im Telephon hervorgerufen werden.“ Wie sich der innere Vorgang bei diesem Detektor abspielt, dürfte wohl zunächst, solange keine eingehenderen Untersuchungen vorliegen, schwer zu entscheiden sein. Die Kontaktstelle Kupfer-Platin wird wohl kaum als Thermodetektor allein wirken, denn sonst wäre es nicht zu verstehen, warum gerade dieser Thermodetektor so empfindlich ist, während alle anderen Thermoelemente bekanntlich gerade aus Mangel an Empfindlichkeit nicht verwendet werden können in der drahtlosen Telegraphie. Wir haben es hier möglicherweise mit einer Abart des Kohärers zu tun, worauf auch der Umstand hinzuweisen scheint, daß laut Prospekt, wenn die Oxydschicht der Kupferplatte angegriffen wird, man eine andere Stelle zu suchen habe. Vielleicht wird aber zu dieser Fritterwirkung noch die des Thermoelementes hinzutreten. Trifft unsere Vermutung zu, so haben wir einen ganz komplizierten Vorgang vor uns, auf alle Fälle erscheint es aber fast sicher, daß der Detektor nicht auf Integraleffekt oder wenigstens nicht auf Integraleffekt in der Hauptsache anspricht. Er kann auch daher nicht unter die Thermodetektoren in dem allgemein üblichen Sinne eingereiht werden, trotz seiner diesbezüglichen Benennung. Möglich wäre aber noch, daß es sich hier nicht etwa um eine Einzelerscheinung, sondern um einen Vorgang viel allgemeinerer Natur handelt. Es wäre zum mindesten sehr interessant, wenn Versuche nach dieser Richtung angestellt würden, ob nicht etwa alle Kohärer und sonstige Detektoren, die auf dem Prinzip der losen Kontakte basieren, bei Erwärmung empfindlicher werden, bzw. in welchem Verhältnis die Temperatur zu ihrer Empfindlichkeit steht. Vielleicht würde man auf diesem Wege dem Rätsel dieser ganzen Klasse von Erscheinungen näher kommen.

In der Physikal. Zeitschr. 8, 600, 1907 wird von L. W. Austin ein anderer Detektor beschrieben, der eine gewisse Ähnlichkeit mit dem vorher genannten hat.

Zwei Metalle werden miteinander in Berührung gebracht und wenn ihr Widerstand groß genug ist und die Oberflächen so beschaffen, daß die Wärme vom Berührungspunkt nicht zu rasch fortgeleitet werden kann, so tritt bei Durchgang von Oszillationen an der Berührungsstelle, eine elektromotorische Kraft, welche man mittelst eines Galvanometers oder Telephons nachweisen kann. Bei der praktischen Durchbildung seiner Entdeckung hat Austin gefunden, daß bei aller Einfachheit des Prinzips die Schwierigkeit darin besteht, entsprechende Metalle zu finden, die an der Berührungsstelle weder einen zu kleinen noch zu großen Widerstand bilden; im ersteren Falle ist nämlich die Erwärmung zu klein, im zweiten, bei zu hohem Widerstande, ist keine genügende Regelmäßigkeit zu erreichen.

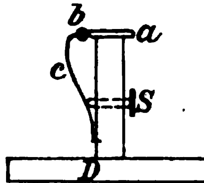


Fig. 2.

Figur 2 veranschaulicht eine der Austinschen Konstruktionen. Auf einem Hartgummihalter D ist ein Aluminiumstäbchen a angebracht, an das eine Tellurkugel b vermittelst der Feder c und der Schraube s mehr oder weniger stark gedrückt werden kann.

Eingehende Versuche während sieben Monaten haben gezeigt, daß dieser Empfänger sehr empfindlich ist und ohne weiteres den Vergleich mit einem elektrolytischen Detektor aushält.

Auch hier haben wir es ebenso wie bei dem Thermodetektor der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie mit einer Erscheinung zu tun, die noch nicht genügend untersucht ist, um ein abschließendes Urteil über die Wirkungsweise zu gestatten. Aus der Beschreibung ersieht man auch bei diesem Detektor, daß die thermischen Wirkungen allein nicht genügen zu seiner Erklärung, denn auch Austin legt besonderen Wert auf den mehr oder weniger innigen Kontakt zwischen den Metallen. Also auch hier will es scheinen, als ob die Benennung des Empfängers als „thermoelektrisch“ in dem von uns benutzten Sinne zum mindesten verfrüht wäre. Interessant ist es aber, daß man bei

beiden Detektoren eine ziemlich analoge Erscheinung vorfindet, die wiederum von zwei verschiedenen Seiten ganz unabhängig voneinander praktisch verwertet wurde.

Die vielen theoretischen Arbeiten, welche jetzt allmählich veröffentlicht werden, scheinen mir darauf zu deuten, daß wir allmählich in ein ruhigeres Stadium der Arbeit gelangt sind. Die himmelstürmenden Bestrebungen, die Welt mit etwas noch nicht Dagewesenem zu überraschen, treten, wenigstens scheinbar, immer mehr und mehr zurück und die Erkenntnis bricht sich Bahn, daß nur schrittweises bis ins Detail gehendes Studium einen Fortschritt möglich macht. Und wenn die drahtlose Telegraphie an sich noch viele ganz oder zum größten Teil jungfräuliche Gebiete aufzuweisen hat, so dürfte namentlich auf dem Gebiete der Detektoren die Erkenntnis der Vorgänge und Erscheinungen besonders im argen liegen. So habe ich bereits gleich zu Beginn meines hier gegebenen Referates (siehe 1, 130, 1907) darauf hingewiesen, daß wir noch immer keine Ansätze zur richtigen Erkenntnis derjenigen Forderungen haben, welche an einen guten Detektor an sich zu stellen wären. Dies liegt natürlich in erster Linie daran, daß man sich über den Mechanismus der sich beim Empfang von Wellen abspielenden Vorgänge eigentlich noch nicht recht im klaren ist. Mit Genugtuung ist daher eine Arbeit von R. Rüdenberg (Ann. d. Ph. **25**, 446, 1908) zu begrüßen, welche dieser Frage gewidmet ist und sie hoffentlich in Fluß bringt. Auf den Inhalt der Arbeit selbst behalte ich mir vor, später ausführlicher einzugehen, vorläufig möchte ich nur noch bemerken, daß wir es hier mit einem m. W. ersten Versuch zu tun haben, der Frage in der Form näher zu treten, wie sie für die praktischen Bedürfnisse der drahtlosen Telegraphie allein wertvoll ist.

Von den erschienenen theoretischen und experimentellen Arbeiten seien hier einige erwähnt.

Noch im Jahre 1906 ließ sich der amerikanische General Dunwoody ein Patent erteilen auf einen Detektor aus Karborundum. Er fand, daß ein Stück Karborundum zwischen zwei voneinander isolierte Metallgriffe eingeschlossen, sei es mit oder ohne besonderer Batterie, in ganz vorzüglicher Weise auf einfallende Wellen reagiere. Dieser Detektor gehört zu derjenigen Gattung, wie ich sie auf Seite 442 dieses Jahrbuchs beschrieben habe und basiert auf der Erscheinung, die Braun im Jahre 1874 zuerst fand, daß einige Körper dem Ohmschen Gesetz nicht gehorchen. In der Lum. Electr. 1, 92, 1908 sind nun die Untersuchungen wiedergegeben, welche G. W. Pierce mit dem Karborundum-

detektor angestellt hat. Pierce findet, daß von allen bisher bekannten Körpern dem Karborundum am meisten die Braunsche Ventilwirkung

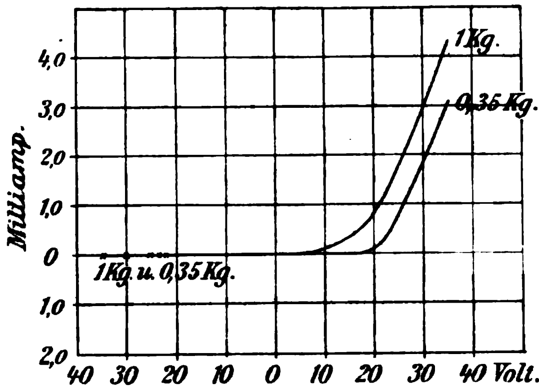


Fig. 3.

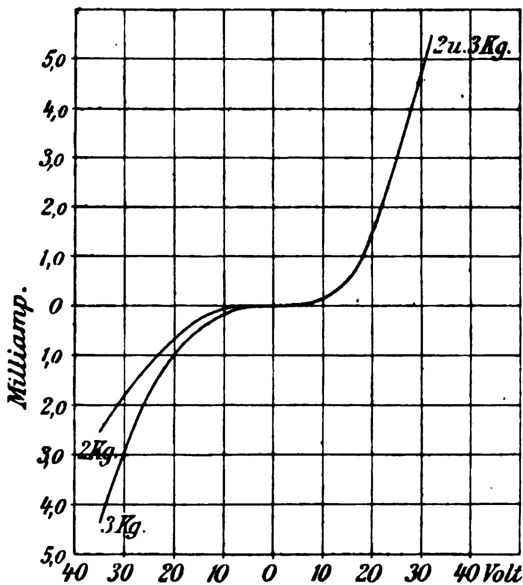


Fig. 4.

zukommt, so konnte bei einem geringen Druck und etwa 64° C festgestellt werden, daß bei einer E.M.K. von 10 Volt der Strom in der

einen Richtung 100 mal so stark wie in der entgegengesetzten war. Bei zunehmender E.M.K. nimmt das Verhältnis ab, so war bei einer Spannung von 27,5 Volt das Verhältnis der beiden Ströme nur 1:17.

Um die Erscheinung genauer zu studieren, hat Pierce Kristalle von etwa 1 qmm und 0,6 mm Dicke mit möglichst planparallelen Flächen benutzt. Eine Seite wurde mit Platinüberzug versehen und das Kristall zwischen zwei Silbergriffen gehalten. Der Druck konnte in den Grenzen von 350 g bis 3 kg variiert werden. Das Verhalten des Karborundums ist aus den beiden beigefügten Diagrammen ohne weiteres verständlich.

Die Temperatur hat auf die Erscheinungen sehr starken Einfluß. Bei zunehmender Temperatur nimmt die Leitfähigkeit zu, das Karborundum verhält sich also in dieser Beziehung wie ein Elektrolyt.

Für das Verhalten des Detektors gibt Pierce folgende Erklärung: Bei Benutzung einer Lokalbatterie superponieren sich die einfallenden Wellen über den Batteriestrom; dieser steigt also und zugleich nimmt der Widerstand ab. Die mittlere Intensität während der Dauer der Oszillationen ist gestiegen und ruft im Telephon Geräusche hervor. Ohne Lokalbatterie wirkt der Detektor wie ein Ventil und die Oszillationen beeinflussen das Telephon wie ein intermittierender Gleichstrom.

Über das Bolometer sind von E. Warburg, G. Leithäuser und Ed. Johansen eine Reihe bedeutender, theoretischer und experimenteller Untersuchungen (Ann. d. Phys. **24**, 25, 1907) veröffentlicht. Ich will wenigstens die wichtigsten Resultate der Arbeit wiedergeben, um so mehr als die Vorgänge in einem Bolometer recht komplizierter Natur sind und hier wohl zum erstenmal auf die wesentlichen Unterschiede zwischen einem Luft- und Vakuumbolometer eingegangen wird.

Ein über seine Umgebungstemperatur erwärmter Körper erkaltet, sich selbst überlassen, aus zweierlei Ursachen: einmal infolge Wärmeleitung seiner Umgebung, also etwa Luft, dann aber infolge Strahlung, wobei als Träger der Energiefortpflanzung der Äther anzusehen ist. Betrachtet man nun zwei Bolometerstreifen gleicher Länge und Dicke, von denen aber 1 zweimal so breit wie 2 ist, so wird der Verlust durch Leitung in beiden Fällen annähernd gleich groß sein, dagegen ist der Wärmeverlust infolge der Strahlung beim Bolometer 1 doppelt so groß wie bei 2. Läßt man also einen Streifen allmählich schmäler werden, so wird der Leitungsverlust den Strahlungsverlust immer mehr überwiegen und dabei wird sich der Vorteil der Evakuierung um so mehr bemerkbar machen, je schmälere Streifen Verwendung finden.

Die eigentlichen sowohl theoretischen wie experimentellen Unter-

suchungen beziehen sich auf Bolometer, die durch Strahlung erwärmt werden, indes sind sie auch auf alle anderen Fälle leicht anwendbar. Denkt man sich nun einen Bolometerstreifen in eine der Seiten der Wheatstoneschen Brücke eingeschaltet, so sei unter der Temperaturempfindlichkeit m derjenige Ausschlag des Galvanometers in Skalenteilen verstanden, welchen eine Temperaturerhöhung $u = 1$ in dem ursprünglich stromlosen Galvanometer hervorbringt; unter Strahlungsempfindlichkeit n dagegen wird der Ausschlag verstanden, den das Galvanometer zeigt bei Bestrahlung des Bolometers mit der Intensität 1.

Zwischen der Temperatur- und Strahlungsempfindlichkeit besteht dann die Beziehung $n = m \cdot \frac{\partial u}{\partial s}$, wobei s die auf das qcm per Sek. fallende Strahlungsintensität ist.

Für die Vorgänge im Bolometer ist noch folgendes zu beachten: wenn die Temperatur eines Streifens wächst, so erhöht sich auch sein Widerstand und infolgedessen wird der ihn durchfließende Zweigstrom bei der Brückenanordnung abnehmen. Der Stromeffekt $J^2 W$ wird durch diese Einflüsse im entgegengesetzten Sinne beeinflußt.

Die für praktische Zwecke wichtigste Größe ist die vorhin präzisierte Strahlungsempfindlichkeit. Bei kleinen Belastungen ist sie dem Strome nahezu proportional, bei höheren Belastungen muß zwischen einem Luft- und einem Vakuumbolometer unterschieden werden. Bei letzterem hört die Proportionalität auf bei einem bestimmten Maximum, bei welchem das Luftbolometer noch immer Proportionalität aufweist, und durch Steigerung der Stromstärke wird jenseits dieses Maximums ein Sinken der Strahlungsempfindlichkeit beobachtet. Diese Erscheinung erklärt sich dadurch, daß beim Vakuumbolometer der maßgebende Verlust der durch Strahlung verursachte der dritten Potenz der absoluten Temperatur proportional ist, außerdem ist bei gleicher Strombelastung die Temperaturerhöhung in einem Vakuumbolometer ganz wesentlich höher wie in einem Luftbolometer und mit wachsender Temperatur des Streifens sinkt die Temperaturempfindlichkeit.

Der Einfluß der Breite des Streifens auf das Maximum der Strahlungsempfindlichkeit ist

beim Luftbolometer der Breite ungefähr proportional,

beim Vakuumbolometer der Quadratwurzel aus der Breite proportional.

Aus dem experimentellen Teile der Arbeit, der die theoretischen Untersuchungen vollauf bestätigt, seien nur folgende Resultate hervorgehoben:

Der Wärmeverlust durch Luftleitung ist bei einem Bolometerstreifen von 0,094 cm Breite 4,5 mal so groß und bei einem solchen von 0,0195 cm Breite 14,8 mal so groß als durch Ausstrahlung.

Aus der nachfolgenden Tabelle ist das Verhältnis der Strahlungsempfindlichkeit im Vakuum zu derjenigen in der Luft ersichtlich, wenn einmal die Belastung auf den höchsten zulässigen Wert gebracht wurde, das anderemal klein gehalten war.

Breite d. Streifens	$\frac{\text{Vakuum}}{\text{Luft}}$ max.	$\frac{\text{Vakuum}}{\text{Luft}}$ klein.
0,0195 cm	4,9	10,3
0,0354 „	3,7	7,0
0,0645 „	3,8	5,4
0,102 „	3,3	4,4

Die Vorteile bei der Benutzung der evakuierten Bolometer sind aus dieser Zusammenstellung ohne weiteres ersichtlich und machen sich besonders bei schmalen Streifen bemerkbar.

Tissot (Comptes Rendus **145**, 226—228, 1907) untersucht den elektrolytischen Detektor, und zwar derart, daß an Stelle des Telephonempfängers ein Galvanometer eingeschaltet wird, dann wieder ein Bolometer direkt in die Empfängerantenne.

Zunächst wird der elektrolyt. Detektor mit eigener E.M.K. untersucht und mit dem Bolometer verglichen.

Bolometer	4	25	85	140
Galvanometer	60	75	80	80

Wenn die Energie eine bestimmte sehr niedrige Grenze erreicht hat, wirkt der elektrolytische Detektor wie ein Kohärer. Die Grenze ist um so niedriger, je höher die angewandte E.M.K. ist und je feiner die Spitze.

Der elektrolytische Detektor registriert somit nicht die Gesamtenergie und eignet sich daher schlecht für Abstimmungszwecke.

Wird dagegen die Polarisationszelle ohne E.M.K. benutzt, so herrscht zwischen dem Bolometer und dem Galvanometer eine völlige Proportionalität wie nachstehende Tabelle zeigt:

Bolometer	60	40	20	15	5
Galvanometer	39	26,5	13,5	10	3,5.

Es ist daher anzunehmen, daß der Strom J, der auf den Elektrolyten wirkt, proportional ist zu i, der Amplitude der Schwingung.

Auch der bekannte französische Physiker H. Abraham befaßt sich in einer der Pariser Akademie unterbreiteten Arbeit mit dem elek-

trolytischen Detektor (Lum. Electr. 1, 380, 1908). Er geht dabei von folgender Anordnung aus: Als Elektrolyt des Detektors dient Schwefelsäure, in welche als Anode eine sehr dünne Platinspitze taucht, der gegenüber als Kathode eine breitere Platte angewendet wird. Der Detektor ist in Reihe mit einem Kondensator geschaltet und wird durch einen Hilfsstromkreis ständig polarisiert. Nach seiner Anschauung soll nun wenigstens für sehr schwache Wellen der Vorgang sich wie folgt abspielen. Infolge zu hoher Selbstinduktion des Telephonstromkreises können die direkten Wirkungen der auffallenden Wellen sich am Telephon nicht bemerkbar machen, sie müssen vielmehr ihre Wirkung auf den Stromkreis mit Kondensator und Detektor beschränken. Die negativen Halboszillationen, welche die Polarisation abzuschwächen suchen, wirken nur wenig auf den Detektor. Dagegen wird die Polarisation während der ersten positiven Halbwelle zunehmen und der Strom steigt ganz bedeutend. Der Überschuß dieses Stromes wird aber nicht vom Polarisationsstromkreis geliefert, sondern vom oszillierenden Stromkreis, also eigentlich vom Kondensator. Letzterer war ursprünglich positiv geladen und hat nach Abgabe des positiven Stromes sozusagen einen Überschuß an negativer Ladung erhalten, die sich zwischen den Kondensator und Detektor teilt bei weiterem Durchgang der Oszillationen. Der Detektor wird dadurch zu einer elektrolytischen Kapazität und seine Polarisation wird abgeschwächt. Der Polarisationsstromkreis muß nun die nötige Elektrizitätsmenge liefern zur Aufladung des Kondensators und zur Polarisation des Detektors. Und diese Nachlieferung des Stromes seitens der Batterie des Hilfskreises ist es, die man im Telephon wahrnimmt. Wenn diese Anschauung richtig ist, meint Abraham, so kann man den elektrolytischen Detektor durch zwei Größen definieren:

1. seine Polarisationskapazität in der Nähe der normalen Spannung,
2. seinen innern Ohmschen Widerstand in Reihe mit der Kapazität.

Abraham hat nun verschiedene Detektoren annähernd gleicher Empfindlichkeit nach einer besonderen Methode (Comptes Rendus **104**, 1209, 1907) mit E.M.K. von etwa $^1/_{100}$ Volt in der Nähe ihrer normalen Polarisation untersucht und gefunden, daß sie sich wie Kapazitäten von einigen Hundertstel Mikrofarad in Serie mit mehreren Hundert Ohm verhalten. Fällt die Polarisation weg, so nimmt die Kapazität wesentlich ab, während der Widerstand annähernd der gleiche bleibt.

Ich habe unter Kürzung von Unwesentlichem fast in wörtlicher Übersetzung die Abrahamschen Ausführungen angegeben, um dem

Leser ein eigenes Urteil zu ermöglichen. Mich dünkt die ganze Beweisführung und Erklärung auf sehr schwachen Füßen zu stehen. Es ist unzweifelhaft richtig, daß die einfallenden Oszillationen wenig oder gar nicht auf das Telephon einwirken, denn sonst wäre ja ein anderer Detektor überhaupt nicht mehr nötig. Es werfen sich einem aber unwillkürlich eine ganze Reihe von Fragen auf, die Abraham ganz unbeantwortet läßt. Zunächst, warum sollen die negativen Halboszillationen auf den Detektor keine Wirkung ausüben? Woher stammt dann weiter die negative Ladung des Kondensators? Wenn durch weitere Oszillationen, wo bleiben dann die positiven Ladungen? Schließlich aber und in der Hauptsache: man kann ja den elektrolytischen Detektor auch ohne Hilfsbatterie verwenden, woher kommt dann das Geräusch im Telephon? Und wenn die quantitativen Untersuchungen von Abraham auch zweifelsohne richtig sein mögen, so liefern sie m. E. für seine ganze Anschauung noch keinen genügenden Beweis.

Viel interessanter und wichtiger scheinen mir die Untersuchungen zu sein, welche E. Branly (Lum. Electr. 2, 81, 1908) gleichfalls der Pariser Akademie unterbreitet hat über den elektrolytischen Detektor. Er versucht festzustellen, von welchen Bedingungen die Empfindlichkeit eines solchen Detektors abhängt und kommt da zu höchst merkwürdigen Resultaten. Wird der Detektor bis zu 60^0 erwärmt, so steigt seine mpfindlichkeit ganz wesentlich, um bei weiterer Erwärmung etwas abzunehmen. Bewegt er den Detektor ziemlich rasch während der Aufnahme von Signalen, so steigt die Empfindlichkeit und bleibt noch längere Zeit danach bestehen. Die größte Zunahme der Empfindlichkeit konnte aber Branly nachweisen, wenn er den Elektrolyten des Detektors zur Gasentwicklung brachte. Letzteres geschah auf zweierlei Arten: entweder wurde ein Gas unter größerem Druck bis an den Boden des Detektors durch eine Glasröhre gepreßt und die Lösung auf diese Art ständig in Bewegung gehalten, oder aber er führte zwei Platinelektroden in den Detektor und zersetzte mittelst durchgeschickten Stromes das Wasser des Elektrolyten. Sobald die Gasentwicklung begann, konnte eine ganz erhebliche Zunahme der Empfindlichkeit festgestellt werden, die während der ganzen Dauer der Gasentwicklung anhielt.

Abraham hat bei seiner vorher genannten Arbeit auch eines Versuches Erwähnung getan, welcher darin bestand, daß er den Elektrolyten bis auf 120^0 erwärmte. Die Empfindlichkeit des Detektors soll dabei nur ganz unwesentlich beeinflußt worden sein, die Kapazität stieg dadurch auf etwa $^1/_2$ Mikrofarad, während der Widerstand auf

einige Hundert Ohm gesunken war. Dieser Versuch deckt sich also mit dem Ergebnis von Branly. Interessant ist dagegen die Bemerkung Abrahams, daß man mit einem auf 120° erwärmten Detektor viel leichter Resonanz erreichen kann, wie dies Versuche von Ferrié auf der Station des Eiffelturmes gezeigt haben.

(Eingesandt 16. Juni 1908.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Drahtlose Telephonie[1]) nach De Forest.

Im Sender, dessen Schema Fig. 1 keiner weiteren Erklärung bedarf, brennt der Lichtbogen in einer Spiritusflamme. (Da Spiritus einen hohen Gehalt an Wasserstoff hat, so kommt diese Anordnung wohl

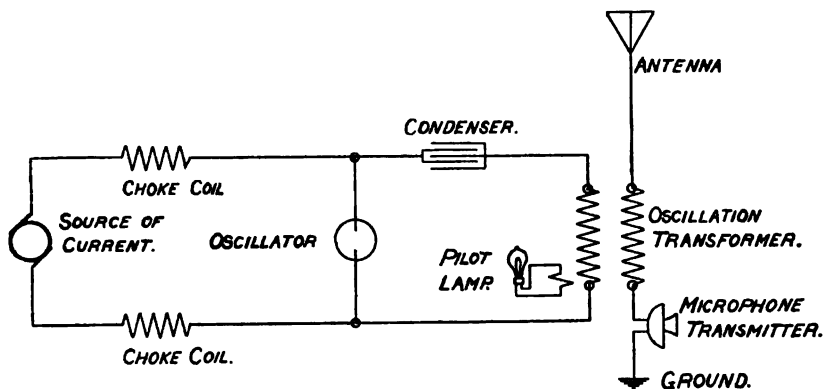


Fig. 1.

auf das Prinzip des Poulsen-Generators hinaus. Redaktion.) Das Mikrophon liegt auch hier direkt im Luftdraht. Da der von der Antenne ausgestrahlte Energiebetrag proportional ist demjenigen, der bei der Erdplatte in den Boden geht, und da der Erdungspunkt ein Knotenpunkt der Welle bezw. der Spannung ist, so hält Dr. De Forest hier die geeignetste Stelle für Einschaltung des Mikrophons. Man

1) Vergl. dieses Jahrb. 1, 420, 1908.

erhält also, wie im vorhergehenden Heft dieses Jahrbuches beschrieben, Strahlungsschwankungen, die proportional sind den durch die Sprache dosierten Widerstandsschwankungen im Mikrophon bezw. in der Antenne.

Fig. 2 veranschaulicht die ebenfalls ohne weiteres verständliche Empfängerschaltung. Als Aufnahme-Instrument dient der De Forestsche Audion-Detektor mit Telephon. (Derselbe stellt eine leichte Abänderung des bekannten Schwingungsventils von Prof. Fleming dar, und es sei dieserhalb auf die Ausführungen in Heft 1, S. 99 des Jahrbuchs verwiesen. Redaktion.) Der zum Glühen gebrachte Glühfaden der Audion-Birne ist aus dem Tantalmetall hergestellt. Die ankommenden

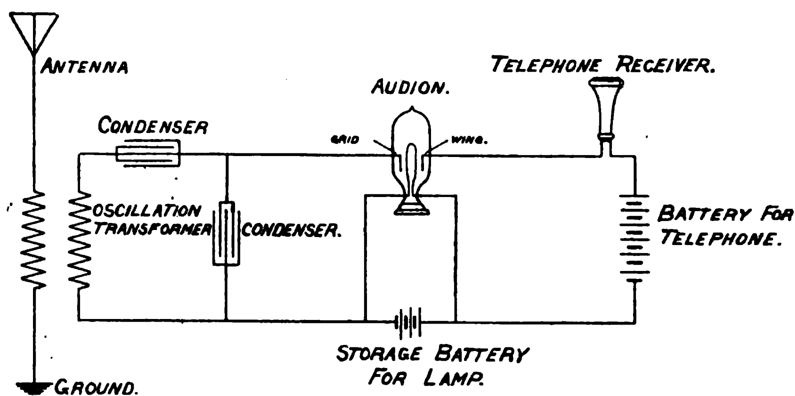


Fig. 2.

Schwingungen verursachen Widerstandsschwankungen des durch die Hitze des Glühfadens ionisierten Gases und zwar proportional den Schwingungsamplituden in der Antenne, bezw. den Widerstandsschwankungen im Sendermikrophon. Die im Empfänger resultierenden Stromschwankungen reproduzieren dann im Telephon die ursprünglichen Sprachlaute.

Nach den letzten Zeitungsberichten scheint Dr. De Forest bei seinen kürzlich ausgeführten Demonstrationen vor der französischen Marine auch noch eine andere Schaltung mit Erfolg angewendet zu haben, nämlich die bekannten Anordnungen, wie sie bei der sprechenden Bogenlampe üblich sind, d. h. die Beeinflussung des primären Lichtbogenkreises durch Überlagerung der Mikrophonströme. Fig. 3 zeigt die praktischen Installationen an dem amerikanischen Kriegsschiff Connecticut. Links steht der Sender. Der noch nicht erwähnte „Pilot Lamp“-Kreis wird induktiv erregt und dient in bekannter Weise als Indikator für

maximale Stromamplitude des abstimmbaren primären Kreises. Das Nickelgehäuse an der Seite des Senders enthält den Lichtbogen und die Spiritusflamme. Rechts steht der in Kapazität und Selbstinduktion veränderliche, also abstimmbare, Empfängerkreis mit Audion-Detektor und Zubehör,



Fig. 3.

Telephon etc.; in der Mitte ist ein Morsetaster für eventuellen drahtlostelegraphischen Verkehr montiert. Die diversen sichtbaren Ausschalter und Umschalter bedürfen keiner weiteren Erklärung ihrer Funktion.

De Forest hat mit seinen Anordnungen ausgezeichnete Resultate

bis zu Reichweiten von 25 engl. Meilen konstatiert, und die sich auf der Weltreise befindende amerikanische Schlachtflotte ist mit 28 Installationen nach seinem System ausgerüstet; ferner sollen die amerikanischen Torpedobootzerstörer damit versehen werden. De Forest glaubt, daß, als Ersatz des keine großen Energiemengen vertragenden Mikrophons, die Benutzung der Widerstandsänderungen einer Leuchtflamme, welche durch Imprägnation mit gewissen Salzen leitend gemacht ist, zu guten Resultaten führen könnte. E.

(Eingesandt 13. Mai 1908.)

System einer gerichteten drahtlosen Telegraphie nach E. Bellini und A. Tosi.[1])

Geschlossener Schwingungskreis als Sender. — Ein vertikal orientierter geschlossener Schwingungskreis strahlt nicht gleichmäßig in allen Richtungen der horizontalen Ebene wie der offene Oszillator,

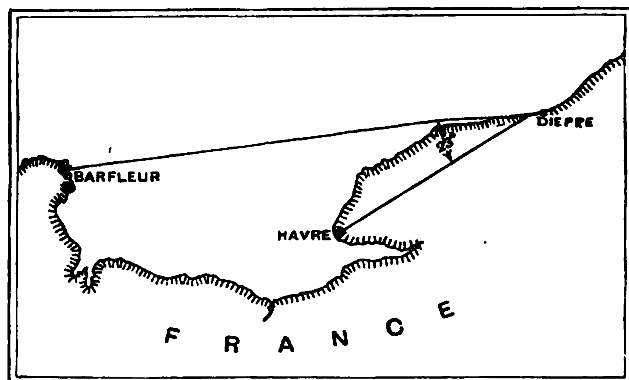


Fig. 1.

d. h. die in der drahtlosen Telegraphie gebräuchliche Antenne. Elektrische Kraftlinien erstrecken sich von dem geschlossenen Kreis zur Erde und pflanzen sich in der Ebene desselben fort (Fig. 2); in der zu ihr senkrechten Richtung ist die Strahlung Null. Ein System, welches sich die Eigenschaften eines strahlenden geschlossenen Kreises zunutze macht, ist also an sich ein solches gerichteter Telegraphie. Da die

1) Nach einer Mitteilung von L. H. Walter, Electrical Engineering 2, 771, 1907.

Strahlung eines geschlossenen Kreises aber geringer ist als diejenige des offenen Oszillators, so war es erforderlich zu zeigen, daß auch unter Benutzung geschlossener Oszillatoren die Reichweiten der gewöhnlichen Anordnungen erzielt werden können und zwar ohne übermäßigen Energieaufwand. Die Versuche wurden mit Erlaubnis der französischen Regierung angestellt zwischen drei Stationen an der Küste der Normandie, nämlich in der Nähe von Dieppe, Havre und Barfleur; die Masthöhe betrug 50 Meter. Da nur ein Mast benutzt wurde, so erhielt der geschlossene Schwingungskreis die Form eines Dreiecks (Fig. 3) anstatt derjenigen eines Kreises (Fig. 2). Die symmetrischen Seiten des Dreiecks bestanden aus einem Gitter von 3 bis 9 in einem Abstand von 20 cm parallel ausgespannter Kupferlitzedrähten, jede Litze bestehend aus 7 Drähten von 0,9 mm Durchmesser. Der Abstand

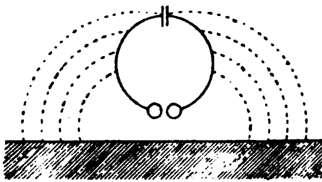


Fig. 2.

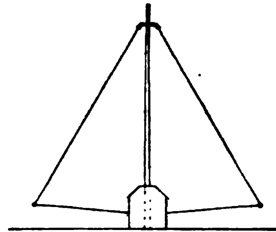


Fig. 3.

der oberen Enden des Gitters betrug 2,5 m, derjenige der unteren Enden (vom Erdboden ca. 2 m entfernt) ca. 55 m. Die Drähte des Gitters waren unten leitend verbunden und zwei Drähte derselben Litze dienten als Anschlüsse an die Apparate.

Die Entfernungen betragen zwischen Dieppe und Havre ca. 90 km, zwischen Dieppe und Barfleur ca. 170 km; die Richtungen Dieppe—Havre und Dieppe—Barfleur bilden einen Winkel von ca. 23°. Wie Fig. 1 zeigt, geht die Verbindung zwischen Dieppe und Barfleur ganz über See und diejenige zwischen Dieppe und Havre ganz über Land, so daß in radiotelegraphischer Hinsicht beide Entfernungen als gleichwertig angesehen werden können. Es dienten Dieppe als Senderstation, Havre und Barfleur als Empfangsstationen; an ersterer kamen Induktoren von 30 cm Funkenlänge mit Quecksilberunterbrecher zur Anwendung, an letzterer diente für den Empfang ein elektrolytischer Detektor (Ferrié), der mit einer gewöhnlichen vertikalen Antenne und mit der Erde in Verbindung stand. Die Fig. 4—8 zeigen schematisch diverse Anordnungen für die Erregung des geschlossenen Sender-

Schwingungsgebildes, dessen Ebene in der Richtung der Empfangsstationen lag; es bedeutet *S* die Sekundärspule des Induktors. Die besten Resultate ergaben die Schaltungen von Fig. 5 u. 6. Durch Drehung der Ebene des Sendergebildes um die vertikale Achse verminderte sich allmählich die Empfangsstärke und die Zeichen hörten ganz auf, sobald die Ebene senkrecht zur Verbindungslinie mit den Empfangsstationen orientiert war.

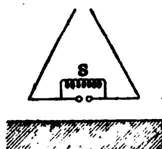


Fig. 4.

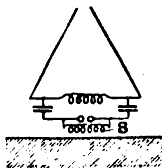


Fig. 5.

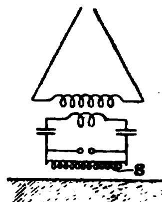


Fig. 6.

Die aufgewandte Energie überschritt nicht 500 Watt; bei den Anordnungen nach Fig. 4, 7 u. 8 betrug sie sogar erheblich weniger. Das Diagramm für die Größe der Energiestrahlung in den verschiedenen Richtungen wurde unter Benutzung der Schaltung Fig. 6 aufgenommen, wobei für den Empfang in einer Entfernung von 500 m ein 30 m langer

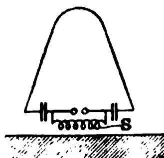


Fig. 7.

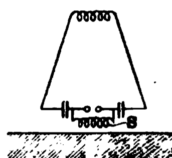


Fig. 8.

Draht hochgezogen war, der verbunden wurde mit einem geerdeten Duddell-Thermogalvanometer. Die Galvanometerausschläge wurden dann bei den verschiedenen Stellungen des Sendergebildes, das allmählich um 90^{0} gedreht wurde, abgelesen.

Das so erhaltene Energiediagramm ist durch Fig. 9 wiedergegeben. Das nächste Energiediagramm (Fig. 10) — in dem die Radienvektoren der Größe nach die Quadratwurzeln aus den Vektoren des Energiediagramms der Fig. 9 sind — ist dasjenige der elektromagnetischen Feldintensität in den verschiedenen Richtungen: es wird gebildet von zwei gleichen, sich tangierenden Kurven mit annähernd Kreisform. Mit Rücksicht auf die unvermeidlichen Fehler und die kleine Entfernung

bei diesen Beobachtungen kann man wohl sagen, daß das Diagramm der elektromagnetischen Feldintensität aus zwei sich tangierenden Kreisen besteht, und das Energiediagramm aus zwei Kurven, deren Gleichung ist: $E = E_0 \cos^2\alpha$ (siehe Fig. 11).

A priori läßt sich nicht voraussagen, welches von diesen beiden Diagrammen in Betracht kommt für die Bestimmung der Variation des Sendereffekts je nach der Stellung des Senders; das hängt ausschließlich vom Empfänger ab. Wenn solcher auf den Integraleffekt anspricht (Bolometer, Thermogalvanometer u. a.), so muß das Energiediagramm (Fig. 9) gewählt werden, wenn er auf die maximale Intensität des elektromagnetischen Feldes reagiert (Kohärer und wahrscheinlich

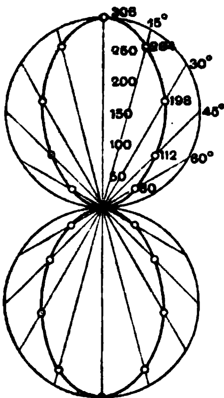


Fig. 9. Diagramm der Energieübertragung (Mikro-Joules).

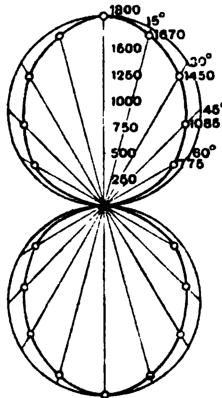


Fig. 10. Diagramm der elektromagnetischen Feldintensität (Mikroamperes).

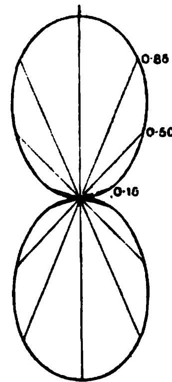


Fig. 11. Theoretisches Energie-Diagramm.

magnetischer Detektor), so kommt das Diagramm des elektromagnetischen Feldes (Fig. 10) zur Anwendung. Schließlich, falls der Empfänger teils auf die totale Energie und teils auf maximale elektromagnetische Feldintensität anspricht, würde eine Zwischenform zwischen diesen beiden Diagrammen die Bedingungen darstellen; wahrscheinlich gehört hierher der elektrolytische Detektor.

Geschlossener Schwingungskreis als Empfänger: Eine radiotelegraphische Senderstation erzeugt ein elektromagnetisches Feld, das, in großen Entfernungen, besteht aus vertikalen elektrischen und horizontalen magnetischen Kraftlinien. Ein Schwingungskreis, der in einem solchen Feld vertikal aufgestellt ist, wird in verschiedener Weise

beeinflußt werden je nach dem Winkel, den seine Ebene mit der Fortpflanzungsrichtung der elektromagnetischen Wellen bildet. Da elektrische und magnetische Felder voneinander abhängen, so genügt es, den Einfluß eines derselben, z. B. des magnetischen Feldes, zu untersuchen.

Liegt die Ebene des Empfängerkreises senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung, so ist der magnetische Kraftfluß und somit die induzierte EMK. immer Null; liegt sie dagegen in der Fortpflanzungsrichtung, so haben wir ein Maximum. In Zwischenlagen variiert die EMK. mit dem Cosinus des Winkels, welchen die Fortpflanzungsrichtung mit der Ebene des geschlossenen Empfängerkreises (Resonator) macht. Hieraus

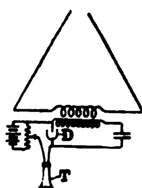


Fig. 12.

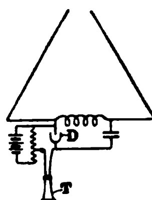


Fig. 13.

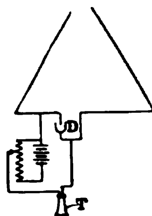


Fig. 14.

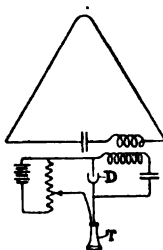


Fig. 15.

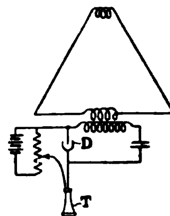


Fig. 16.

folgt, daß das Diagramm der induzierten EMK. aus zwei sich berührenden Kreisen gebildet werden sollte; das Energiediagramm sollte das gleiche sein wie in Fig. 9; das Diagramm der Empfangsintensität wird bald durch das eine, bald durch das andere dieser beiden Diagramme dargestellt, je nach der Natur des verwendeten Detektors.

Zur Prüfung der Theorie wurde eine Serie von Versuchen an den Empfangsstationen Havre und Barfleur, mit dem Luftdraht als geschlossener Schwingungskreis ausgebildet, angestellt. An der Senderstation Dieppe wurde die gewöhnliche vertikale Antenne verwendet. Befriedigende Resultate ergaben die Empfängerschaltungen Fig. 12—16. Es bedeutet D den Detektor, T das Telephon. Die Empfangsstärke

erreichte ihr Maximum, wenn die Ebene des Empfängerkreises in der gemeinsamen Ebene von Sender- und Empfangsstation lag und nahm allmählich ab bis zu Null in der dabei senkrechten Richtung. Manchmal genügte schon eine minimale Verdrehung aus der günstigsten Stellung, um die Zeichen zum Verschwinden zu bringen; es kommt dabei natürlich auf die Intensität des elektromagnetischen Feldes und auf die Empfindlichkeit des Detektors an. Ceteris paribus wird man unter Verwendung eines Detektors, welcher auf maximale Amplitude anspricht, einen größeren Drehwinkel erreichen als bei einem Detektor auf Integraleffekt.

Das Diagramm der Empfangsenergie wurde in derselben Weise hergestellt wie das Diagramm des geschlossenen Senderkreises, wobei sich der Sender ca. 2 km vom Empfänger, in dem wieder ein Duddellsches Thermogalvanometer benutzt wurde, befand. Das erhaltene Diagramm ist praktisch identisch mit dem in Fig. 9 und es gelten die gleichen Schlußfolgerungen; das Energiediagramm mit der Gleichung $E = E_0 \cos^2 \alpha$ ist wieder durch Fig. 11 dargestellt.

Mit Rücksicht auf Störungsfreiheit wird in der drahtlosen Telegraphie auf möglichst scharfe Abstimmung Gewicht gelegt; der Grad dieser Syntonie hängt von dem Wert der Dämpfung im Sender und Empfänger ab. In Systemen, welche die vertikale Antenne und ihre induktive Erregung anwenden, hängt dieser Wert hauptsächlich von der Dämpfung der ausgesandten Wellen und derjenigen der Empfangsantenne ab. Da in einem geschlossenen Empfängerkreis die Dämpfung viel kleiner ist als in einer offenen Antenne, so müßte durch Verwendung des ersteren an Stelle der letzteren ein viel höherer Grad von Syntonie möglich sein. Ein solches System würde deshalb und wegen seiner direktiven Eigenschaften auch weniger durch atmosphärische Einflüsse gestört werden.

Geschlossener Schwingungskreis in Sender und Empfänger: Es wurden nunmehr Versuche angestellt unter gleichzeitiger Verwendung geschlossener Kreise sowohl an der Senderstation wie an den beiden Empfangsstationen. Es gelang in der Tat durch variierende Orientierung des Senders bald mit der einen, bald mit der anderen Empfangsstation nach Willkür in sichere Kommunikation zu treten, wobei die maximale Senderenergie 500 Watt betrug. Obwohl die Verwendung geschlossener Kreise einen höheren Energieaufwand als bei den gewöhnlichen Anordnungen mit vertikaler Antenne verlangt, so zeigt dieses Resultat doch, daß die benötigte Energie durchaus nicht übermäßig groß zu sein braucht. Jedenfalls kann in dieser Weise

ein Zustand fast vollständiger Störungsfreiheit erzielt werden, was dadurch bewiesen wurde, daß bei Verwendung des geschlossenen Kreises an den beiden Empfangsstationen nur die Zeichen von Dieppe registriert wurden, während sofort ein Durcheinander aller möglichen Zeichen ankam, als die gewöhnliche vertikale offene Antenne versuchsweise angebracht wurde.

Anordnung zur Veränderung der Telegraphierrichtung: Vom technischen Standpunkte ist die vorstehend beschriebene Methode einer gerichteten Telegraphie, bzw. für eine rasche Änderung der Telegraphierrichtung etwas kompliziert. Es kommen eigentlich zwei Methoden in Betracht. Die eine besteht in der Drehung des beschriebenen Luftleitergebildes um seine Symmetrieachse bis seine Ebene in die gewünschte Telegraphierrichtung fällt; dieselbe ist jedoch technisch nicht einfach und erfordert viel Zeit, so daß sie für die Praxis wenig geeignet erscheint. Die andere Methode besteht in der Verwendung einer ganzen Anzahl solcher Luftleitergebilde mit gleichen Winkelabständen und der jeweiligen Benutzung des gerade in die gewünschte Richtung zeigenden Kreises. Abgesehen davon, daß man sehr viele solcher Kreise anwenden müßte, um billigen praktischen Anforderungen zu genügen, würde auch das schwingende Gebilde bzw. die von ihm ausgesandten Wellen durch die Nachbarschaft der anderen Gebilde beeinträchtigt werden. Es mußte also noch auf andere Mittel gesonnen werden. Die Lösung dieses Problems wurde erreicht durch Anwendung von zwei geschlossenen Kreisen, die sich in zwei vertikalen Ebenen um 90° voneinander entfernt befanden, und durch spezielle Apparateanordnungen, die nachstehend beschrieben sind.

Die Übertragungsrichtung ist für jeden Kreis für sich hauptsächlich diejenige seiner Ebene. Wenn nun beide Kreise gleichzeitig erregt werden, so geschieht die Übertragung in einer Zwischenrichtung, und zwar in Abhängigkeit von der Intensität und Phasenbeziehung der beiden Schwingungen. Wir hätten also das Fazit, daß eine Apparateanordnung, mit der man fortlaufend die Intensität und Phasenverschiebung ändern könnte, für eine praktische Änderung der Telegraphierrichtung geeignet sein würde. Es wurden verschiedene Anordnungen ausprobiert, aber die besten Resultate mit folgenden erzielt: Fig. 17 zeigt das Schema der Anordnungen für induktive Erregung. Ein Luft-Transformator ist mit zwei sekundären Spulen (m_1, n_1) im rechten Winkel zueinander versehen; jede Spule ist mit einem der Luftleiterkreise verbunden. Die primäre Spule (s_1) des Transformators, die sich innerhalb der Sekundären befindet und mit einer Kapazität

und der Funkenstrecke verbunden ist, ist um ihre vertikale Achse drehbar. In dieser Weise hängt die Erregung der beiden Kreise von dem Winkel ab, den die Ebene der primären mit den Ebenen der beiden sekundären Spulen, bzw. mit den Ebenen der beiden Luftleiter-

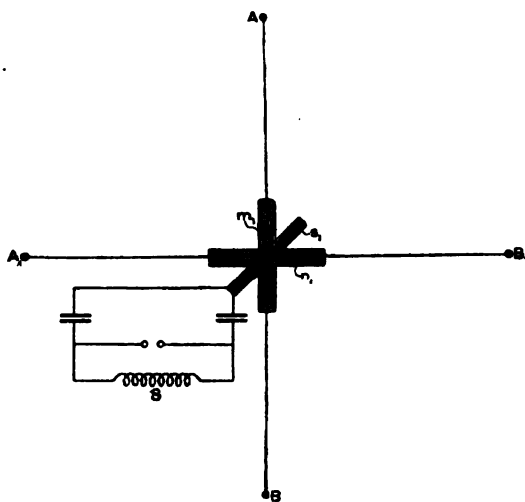


Fig. 17.

kreise (AB, A_1B_1) bildet. Durch Drehung der primären Spule erzielt man so eine gleiche Drehung der Übertragungsrichtung; um diese Drehwinkel in Übereinstimmung zu halten, war der Transformator

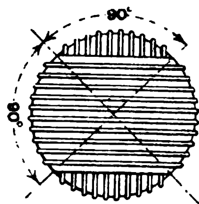


Fig. 18.

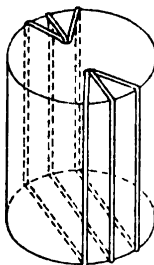


Fig. 19.

nach Fig. 18 u. 19 konstruiert. — Jede der beiden Sekundären besteht aus zehn Windungen dicken Drahtes, der auf einen hohlen Zylinder in der Längsrichtung aufgewickelt ist (Fig. 18); die Primäre ist in gleicher Weise auf einem anderen engeren koaxialen Zylinder, der

bequem in den größeren Zylinder paßt, aufgewickelt, und hat nur eine einzige Windung (des gleichen Drahtes wie bei der Sekundären), bestehend aus drei parallel geschalteten Drähten (Fig. 19).

Für „direkte Schaltung" dient die Anordnung nach Fig. 20. Eine ununterbrochene Spirale ist auf einem Ring aufgewickelt und an vier Punkten, den Endpunkten von zwei vertikalen Durchmessern, fest mit den vier Enden der beiden Luftleiterkreise verbunden. Die Funken-

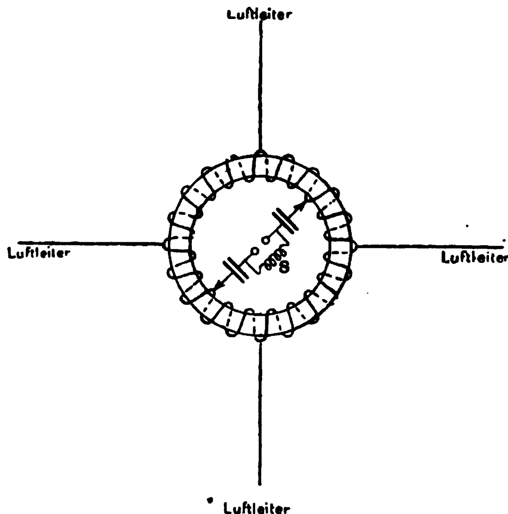


Fig. 20.

strecke und die symmetrisch angeordneten Kapazitäten sind an zwei auf dem Ring schleifende und immer um 180^0 voneinander abstehende Kontakte angeschlossen. Durch Bewegung der Kontakte erreicht man wieder Intensitäts- und Phasenänderungen in den beiden Kreisen und so eine Drehung der Telegraphierrichtung.

Beide Anordnungen wurden im Sender (Dieppe) zu Kommunikationen mit beiden Empfängern (Havre und Barfleur) getrennt angewendet.

Im Empfänger sind die Anordnungen ähnlich wie im Sender, wie es die Fig. 21 u. 22 ohne weiteres erkennen lassen. Der Unterschied zwischen Fig. 21 und 17 besteht in folgendem: 1. Ersatz der Funkenstrecke durch den Detektor; 2. die Sekundären des Transformators Fig. 17 bilden die Primären in Fig. 21 und die Primäre in Fig. 17 ist die Sekundäre in Fig. 21. Wie Fig. 21 am besten zeigt, erzeugt

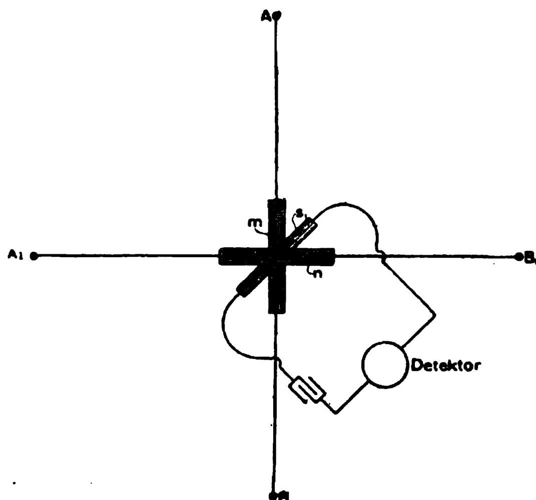


Fig. 21.

im Fall, daß Wellen die Luftleiterkreise treffen, jede Primäre eine magnetische Feldintensität proportional der EMK. des mit ihr verbundenen Kreises, und das resultierende Feld ist senkrecht zum Sender orientiert. Wenn die Ebene' der beweglichen Sekundären senkrecht ist

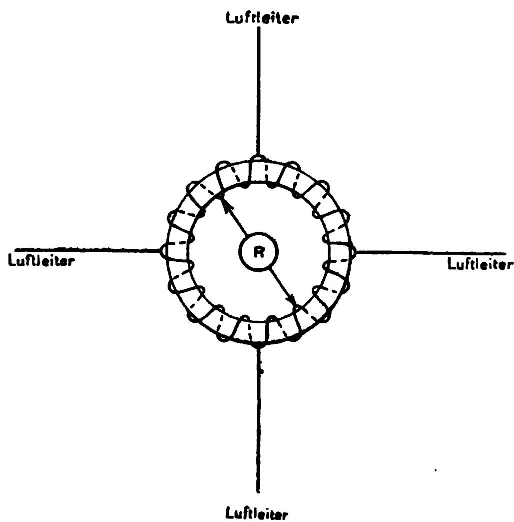


Fig. 22.

zum resultierenden magnetischen Feld, so fällt dieselbe also mit der Richtung des Senders zusammen und die Empfangsstärke wird ein Maximum sein; durch Drehung der Sekundären kommt man allmählich zu einem Minimum bzw. Null. Man kann also, welches auch die Telegraphierrichtung des Senders sei, empfangen bzw. sich die Richtung, aus der man empfangen will, auswählen und sich vor Störungen schützen. Die erzielten Erfolge lassen eine erfolgreiche Weiterentwicklung dieser Methode erhoffen. E.

(Eingesandt 21. Mai 1908.)

Marconis Transatlantische Radiotelegraphie.

Unser Mitarbeiter, Herr Prof. Fleming, sendet uns den letzten Jahresbericht der Marconi Gesellschaft, dem wir hinsichtlich Marconis Transatlantischer Telegraphie folgende Angaben neueren Datums entnehmen.

Marconi bezeichnet als einen Fortschritt der letzten Zeit die Anwendung seiner sogenannten gerichteten Telegraphie (vgl. hierüber Jahrbuch 1, 103, 1907; 1, 291, 329, 333, 1908). Fig. 1 zeigt die An-

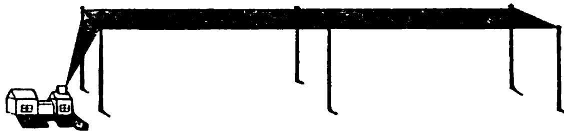


Fig. 1.

ordnung des Luftleitergebildes, durch dessen Anwendung in Glace Bay eine wesentliche Verstärkung des Empfangs in Poldhu erzielt sein soll.

Eine weitere Verbesserung bestand in der Einführung von Luftkondensatoren, bestehend aus isolierten Metallplatten mit Luft unter gewöhnlichem Druck als Dielektrikum, wodurch die durch dielektrische Hysteresis in festen Dielektricis verursachten Energieverluste in Wegfall kamen (nähere Angaben über die jedenfalls beträchtlichen geometrischen Dimensionen dieser Kondensatoren sind nicht vermerkt).

Die benutzte Wellenlänge betrug 12000 engl. Fuß, die Kapazität 1,6 M.-F. und das Potential, auf das die Kondensatoren aufgeladen wurden, 80000 Volt. Bemerkenswert ist die Ausbildung eines neuen

Systems[1]) zur Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen oder annähernd kontinuierlicher Wellenzüge an der Senderstation Poldhu (mit Gegenstation Glace Bay).

Fig. 2 ist das Schema dieser neuen Anordnung. Eine gegen Erde isolierte Metallscheibe *A* wird durch einen Elektromotor oder eine Dampfturbine in sehr rasche Umdrehung versetzt (die Umfangsgeschwindigkeit soll mindestens 100 m per Sekunde betragen). Sehr nahe dieser Scheibe (Mittelscheibe) befinden sich zwei andere Scheiben $C_1\, C_2$ (Polarscheiben), die man ebenfalls äußerst rasch rotieren lassen kann. Die Peripherien dieser Polarscheiben müssen sehr nahe an den Rand der

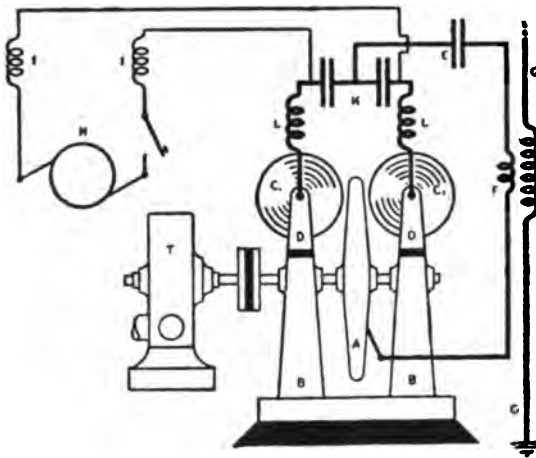


Fig. 2.

Mittelscheibe heranreichen; an Stelle der ersteren können bei kleinen Energiemengen feste vorspringende Nasen benutzt werden. Aufschleifende Bürsten vermitteln die Verbindung der Polarscheiben mit den äußeren Platten der beiden Kondensatoren *K*, die in Serie geschaltet sind und über passende induktive Widerstände an eine Gleichstromdynamo hoher Spannung angelegt sind. Gegen die Mittelscheibe drückt ein Bürstenkontakt, zwischen welchem und dem Verbindungsstück der inneren Platten der Kondensatoren *K* ein Schwingungskreis mit der Kapazität *E*

1) Herr Professor Sahulka (Wien) schreibt uns, er stehe auf dem Standpunkt, daß Marconis neuer Sender nur eine Modifikation der Sender sei, welche er bereits in seinem österr. Pat. Nr. 25882 (1904) und engl. Pat. 6219 (1906) beschrieben habe. Wir werden im nächsten Heft hierauf zurückkommen. Die Redaktion.

und der Selbstinduktionsspule F sich befindet; induktiv (oder direkt) ist das Luftleitergebilde angeschlossen.

Bei genügend hoher EMK. tritt eine Entladung zwischen den Polarscheiben und der Mittelscheibe ein, doch zeigt dieselbe einen spezifischen Charakter, der weder demjenigen eines oszillatorischen Funkens noch dem eines Lichtbogens ganz entspricht; gleichzeitig treten in dem Schwingungskreis kräftige Schwingungen auf und es wurden Frequenzen bis 200000 per Sekunde erzielt.

Die Wirkungsweise der Anordnung ist nach Marconi wahrscheinlich die folgende. Angenommen, die Elektrizitätsquelle lade allmählich

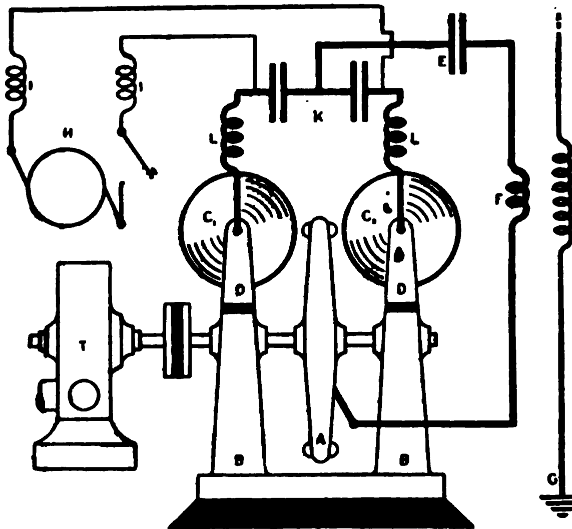


Fig. 3.

den Doppelkondensator und steigere das Potential an den Scheiben C_1 (positiv) und C_2 (negativ). Nach einer gewissen Zeit wird in einer der Funkenstrecken, etwa zwischen C_2 und A eine Entladung eintreten. Hierdurch ladet sich der Kondensator E, der in Schwingungen gerät; beim Zurückschwingen springt die Ladung zwischen A und C_1 über. Die Entladung von E wird dann wieder im umgekehrten Sinne erfolgen, indem bei jeder Umkehr Energie aus dem Kondensator K entnommen wird. Der Vorgang geht so unaufhörlich weiter, wobei die Energieabgabe des Schwingungskreises EF durch Energie aus dem Generator H ersetzt wird.

Wenn die Mittelscheibe nicht oder nur langsam rotiert, so treten

in den kleinen Funkenstrecken sofort gewöhnliche Lichtbogen auf und die Schwingungen hören auf.

Eine durch die rapide Rotation veranlaßte Abkühlung scheint eine der notwendigen Bedingungen für das Zustandekommen des Schwingungsphänomens zu sein.

Für den magnetischen Detektor mit Telephon mußten natürlich diese quasi-kontinuierlichen Schwingungen in Gruppen unterbrochen werden (was ja auch eine der Funktionen des Poulsen-Tikkers ist), damit im Telephon ein hörbarer Ton entstand.

Die besten Resultate wurden nach Fig. 3 erzielt mit einer Scheibe, die nahe der Peripherie eine Anzahl von Nasen trägt, über welche die Entladungen in regelmäßigen Intervallen vor sich gehen. Es entsteht so eine regelmäßige Aufeinanderfolge ungedämpfter oder schwach gedämpfter Wellenzüge mit dem Empfängereffekt im Telephon wie soeben angedeutet. Am 17. Oktober letzten Jahres wurden in dieser Weise erstmalig die Pressetelegramme zwischen England und Amerika drahtlos befördert und am 3. Februar wurde der radiotelegraphische Dienst auch auf gewöhnliche Telegramme zwischen London und Montreal ausgedehnt. E.

(Eingesandt 22. Mai 1908.)

Das Telephonrelais und seine Anwendung in der Radiotelephonie.

Ich entnehme folgende Mitteilung einem mir von Herrn Professor Sahulka (Wien) zugegangenen Schreiben: „Auf S. 403 des Jahrbuchs ist ein Telephonrelais von Friedrich Weinberg beschrieben (s. Fig. 2 daselbst), welches darauf beruht, daß man auf einen Gleichstromlichtbogen einen von den telephonischen Strömen durchflossenen Magneten ablenkend einwirken läßt. Ich habe dieses Telephonrelais vor vielen Jahren ersonnen, aber erst im Jahre 1905 zum Zwecke der Schaffung eines Schallverstärkungsapparates (welcher Zweck durch die betreffende Schaltung nicht erreicht wurde) untersucht; die Schaltung dieses Telephonrelais wurde von mir bereits in der Zeitschr. f. Elektrotechnik u. Maschinenbau, Wien, S. 277, 1907 in einem Artikel „Sender für elektromagnetische Wellen“ beschrieben. In demselben Aufsatze beschrieb ich die analoge Schaltung für drahtlose Telephonie, welche darin besteht, daß ich auf einen Duddell-Poulsenschen Lichtbogen oder auf eine im Schwingungs-

kreis angeordnete Funkenstrecke, z. B. auf eine in der Erdverbindung der Antenne eingeschaltete, mit verdünntem Gase gefüllte Röhre, einen von telephonischen Strömen erregten Magneten ablenkend einwirken lasse; dadurch werden die von der Antenne ausgehenden elektrischen Wellen in ihrer Stärke entsprechend den telephonischen Strömen beeinflußt. Diese Schaltung bildet den Inhalt einer österr. Patentanmeldung aus dem Jahre 1906, welche gegenwärtig ausgelegt ist.“ E.

(Eingesandt 20. Juni 1908.)

Poulsens und Ruhmers Patente in der drahtlosen Telegraphie.

Es ist kürzlich Herrn Ruhmer das deutsche Patent auf seinen „Lichtbogenunterbrecher“ erteilt worden, und in Zeitungen und Zeitschriften wurde in offenbar teilweise tendenziöser Weise die Sachlage so dargestellt, als wenn jetzt die Poulsen-Patente beschränkt oder gar zum Teil hinfällig wären. Hierzu bemerkt S. S. Bojesen im Electrician (**60**, 923, 1908) mit Recht folgendes:

Poulsens Patentanmeldung für seinen Generator, die auch die Benutzung des transversalen Magnetfeldes zum Lichtbogen einbegriff, datiert vom 12. Juli 1903, während Ruhmers Anmeldung vom 22. September 1904 datiert (vgl. auch Jahrbuch **1**, 184, 1907). Die Priorität von Poulsens Patent ist daher überhaupt nicht zu bestreiten. Die einzige Frage, die das deutsche Patentamt zu entscheiden hatte, war die, ob angesichts Poulsens früherer Anmeldung die Ruhmersche Anordnung überhaupt noch als eine selbständige Erfindung angesehen werden könnte. Da Poulsen in seinen Beschreibungen nicht besonders Nachdruck legte auf die unterbrechende Wirkung, die eintreten kann, wenn sein Wasserstoff-Lichtbogen in ein magnetisches Feld gebracht wird, so kam das deutsche Patentamt zu dem Entschluß, daß der Lichtbogenunterbrecher eine selbständige Erfindung darstelle.

Es ist nicht Aufgabe des Patentamts zu entscheiden, inwieweit eine Patentverwertung begrenzt ist in Fällen, wo das letzterteilte Patent nicht angewendet werden kann, ohne daß ein vorher erteiltes Patent verletzt wird. In jedem Falle ist es klar, daß die Entscheidung des deutschen Patentamts in keiner Weise die Poulsen-Patente berührt bezw. beschränkt; sie ist vielmehr für dieselben ohne jede Bedeutung. E.

(Eingesandt 20. Juni 1908.)

Patentschau.

Wegen Erkrankung des Herrn Dr. Huth fällt für vorliegendes Heft die „Patentschau“ aus. E.

Die gesetzliche Regelung der drahtlosen Telegraphie in Deutschland.

Von **Otto Jentsch.**

Die Rechte des Deutschen Reichs in bezug auf das Telegraphenregal sind durch das „Gesetz über das Telegraphenwesen des Deutschen Reichs“ vom 6. April 1892 festgelegt. Das in der Anlage I abgedruckte Gesetz überträgt dem Reiche das ausschließliche Recht, Telegraphen- und Fernsprechanlagen zu errichten und zu betreiben. Die Ausübung dieses Rechts kann jedoch nach § 2 des Gesetzes für einzelne Strecken oder Bezirke an Privatunternehmer und muß auf Antrag an Gemeinden für den Verkehr innerhalb des Gemeindebezirks unter gewissen Voraussetzungen verliehen werden. Auch können nach § 3 des Gesetzes ohne Genehmigung des Reichs gewisse Telegraphenanlagen für den inneren Dienst von Behörden, für den Betrieb von Transportanstalten auf ihren Linien, sowie auf Privatgrundstücken und zwischen mehreren Grundstücken eines Besitzers oder eines Betriebs errichtet und benutzt werden. Nach der vom Reichsgericht[1]) anerkannten Begriffsbestimmung von „Telegraphenanlagen“ umfaßt das Telegraphenregal nach dem Willen des Gesetzgebers jede Nachrichtenbeförderung, die dadurch bewirkt wird, „daß der an einem Orte zum sinnlichen Ausdrucke gebrachte Gedanke an einem anderen Orte sinnlich wahrnehmbar wieder erzeugt wird“. Hieraus geht unzweifelhaft hervor, daß in Deutschland auch die drahtlose Telegraphie und Telephonie unter das Telegraphenregal fällt und den Bestimmungen des Telegraphengesetzes unterworfen ist. Das Gesetz ist indes zu einer Zeit erlassen, wo man noch nicht ahnte, welche Erfolge die bekannten Hertzschen Versuche für die elektrische Nachrichtenübermittlung zeitigen würden. Das erste Dezennium der drahtlosen Telegraphie der Praxis hat aber bereits zur Genüge gezeigt, daß die in dem Telegraphengesetz für die Drahttelegraphie vorgesehenen

---

1) Entscheidungen des Reichsgerichts in Strafsachen Bd. 19, S. 55.

Ausnahmen vom Telegraphenregal für die drahtlosen Telegraphen ohne Schädigung der allgemeinen Verkehrsinteressen und der Interessen der Landesverteidigung nicht beibehalten werden können. Unter dem Schutze des § 3 des Telegraphengesetzes würden nicht nur im Lande selbst, sondern wahrscheinlich auch an Bord der deutschen Seeschiffe drahtlose Telegraphen eingerichtet und betrieben werden können, die jederzeit in der Lage wären, den allgemeinen öffentlichen Nachrichtenverkehr mittels elektrischer Wellen und der drahtlosen Telegraphie der Landesverteidigung zu verhindern oder zu stören. Wenn auch die Theorie Mittel verzeichnet, die Störungen durch andere drahtlose Telegraphen ausschließen und die das unbefugte Auffangen von Funkentelegrammen verhindern sollen, so sind wir in der Praxis leider doch noch recht weit von der Unfehlbarkeit dieser Mittel entfernt. Heute ist das in den Äther hinausgegebene Funkentelegramm noch vogelfrei; es kann aufgefangen und entstellt werden, ohne daß man des Attentäters habhaft werden kann. Diese der drahtlosen Telegraphie anhaftenden Schwächen und die Bestrebungen der englischen Marconigesellschaft, für sich ein Weltmonopol zu schaffen, drängten zunächst zu einer staatlichen Regelung des Weltverkehrs, wie sie auf Anregung der deutschen Regierung durch den internationalen Funkentelegraphenvertrag nebst Ausführungsübereinkunft zu Berlin am 3. November 1906 erfolgt ist (Anlage II). Dieser Vertrag, der am 1. Juli 1908 in Kraft tritt, enthält im Artikel 1, Abs. 2, Artikel 3, 8, 9 und 10, ferner im Zusatzabkommen Artikel I, sowie in der Ausführungsübereinkunft Artikel II bis VIII, X, XII, XIV bis XXX, XXXVI und XLI eine große Anzahl Bestimmungen, denen Deutschland auf Grund des Telegraphengesetzes vom 6. April 1892 innerhalb des Reichs nicht im vollen Umfange würde Geltung verschaffen können. Die Reichsregierung war daher gezwungen, die nach der bisherigen Rechtslage vorhandene Genehmigungsfreiheit der Anlagen für drahtlose Telegraphie und Telephonie zu beseitigen. Dies ist durch die folgende Novelle zum Telegraphengesetz vom 7. März 1908 geschehen:

Einziger Artikel.

Das Gesetz über das Telegraphenwesen des Deutschen Reichs vom 6. April 1892 (Reichsgesetzbl. S. 467) wird dahin geändert:

1. Der § 3 erhält folgenden Abs. 2:

   Elektrische Telegraphenanlagen, welche ohne metallische Verbindungsleitungen Nachrichten vermitteln, dürfen nur mit Genehmigung des Reichs errichtet und betrieben werden.

2. Hinter § 3 werden folgende Vorschriften eingeschaltet:

§ 3a. Auf deutschen Fahrzeugen für Seefahrt oder Binnenschiffahrt dürfen Telegraphenanlagen, welche nicht ausschließlich zum Verkehr innerhalb des Fahrzeugs bestimmt sind, nur mit Genehmigung des Reichs errichtet und betrieben werden.

§ 3b. Der Reichskanzler trifft die Anordnungen über den Betrieb von Telegraphenanlagen auf fremden Fahrzeugen für Seefahrt oder Binnenschiffahrt, welche sich in deutschen Hoheitsgewässern aufhalten.

3. Der § 7 erhält folgenden Abs. 2:

Die Vorschrift des Abs. 1 Satz 1 findet auf Anlagen der im § 3 Abs. 2 bezeichneten Art erst vom 1. Juli 1913 ab Anwendung.

Durch den Zusatz zu § 3 des Telegraphengesetzes (Ziffer 1 der Novelle) wird ausdrücklich festgelegt, daß die Errichtung und der Betrieb sämtlicher elektrischer Anlagen für drahtlose Nachrichtenvermittlung in jedem Falle der Genehmigung des Reichs bedürfen, daß also auf diese Anlagen die im § 3 festgesetzten Ausnahmen vom Telegraphenregal keine Anwendung finden. Das Reich würde es daher jetzt in der Hand haben, sämtliche elektrische Anlagen für drahtlose Nachrichtenübermittlung selbst zu errichten und zu betreiben. Bei der Eigenart des neuen Verkehrsmittels, das trotz der großen Fortschritte doch noch in den Anfängen der Entwicklung steckt, wäre eine solche Bindung zu bedauern; es braucht zu seiner Vervollkommnung noch auf Jahre hinaus eines freien Wettbewerbs. Die bei der Beratung des Gesetzentwurfs mehrfach in dieser Richtung geäußerten Befürchtungen sind jedoch von den Regierungsvertretern erfreulicherweise als unbegründet erklärt worden. Es wurde regierungsseitig hervorgehoben, daß das Reich in der Regel die Küstenstationen selbst betreiben, dagegen den Betrieb der Stationen auf Handelsschiffen in der Regel den Privatunternehmern überlassen werde. Bei der Erteilung der Genehmigung von Anlagen solle das öffentliche Interesse, insbesondere das Verkehrsinteresse und das Interesse der Landesverteidigung ausschlaggebend sein. Jedenfalls sollten unnötige Schwierigkeiten bei der Konzessionserteilung nicht gemacht werden, und eine Gebührenerhebung für die Erteilung der Genehmigung, ebenso wie bei der Drahttelegraphie nur so weit in Frage kommen, als durch den Betrieb der Anlage der Reichstelegraphie ein Gebührenausfall entstehen würde. Den Privatanlagen sollen durch die Genehmigungsbedingungen insbesondere diejenigen Vorschriften auferlegt werden, die durch die internationalen Übereinkommen vor-

geschrieben oder sonst zur Sicherung des geregelten Betriebs anderer elektrischer Anlagen für die drahtlose Nachrichtenübermittlung nötig sind. Die tatkräftige Förderung, die die Reichstelegraphie bisher in jeder Beziehung der wissenschaftlichen Ergründung und praktischen Ausbildung des neuen Verkehrsmittels hat angedeihen lassen, bürgt wohl dafür, daß wissenschaftlichen Versuchsanlagen in weitgehendem Maße entgegengekommen werden wird und Kontroll- oder Betriebsvorschriften ihnen nur so weit auferlegt werden, als unbedingt notwendig ist.

Besonders hervorzuheben ist noch, daß auch Empfangsstationen für drahtlose Telegraphie allein, also ohne Verbindung mit Sendereinrichtungen, unter die Bestimmungen der Ziffer 1 der Novelle fallen und der Genehmigung des Reichs unterliegen. Das unbefugte Auffangen von Nachrichten soll dadurch verhütet werden. Es ist das eine Vorsichtsmaßregel, die der gegenwärtigen Entwicklung der drahtlosen Telegraphie um einige Jahre vorauseilt, die aber später, wenn das neue Verkehrsmittel erst für den Zeitungsnachrichtendienst in ausgiebigerer Weise nutzbar gemacht worden ist, segensreich wirken wird. Ohne sie würde sich ein literarisches Freibeutertum entwickeln, dem sonst nicht beizukommen wäre. So aber schiebt das neue Gesetz, in Verbindung mit dem § 9 des alten, derartigen Bestrebungen einen kräftigen Riegel vor. Der § 9 besagt: „Mit Geldstrafe bis zu eintausendfünfhundert Mark oder mit Haft oder mit Gefängnis bis zu sechs Monaten wird bestraft, wer vorsätzlich entgegen den Bestimmungen dieses Gesetzes eine Telegraphenanlage errichtet oder betreibt.“ Die drohende Freiheitsstrafe dürfte der beste Schutz gegen das unberechtigte Auffangen und Verwerten drahtloser Nachrichten sein.

Ziffer 2 der Novelle enthält zwei Ergänzungen zum § 3 des Telegraphengesetzes. Die erste Ergänzung § 3a besagt, daß auf deutschen Fahrzeugen für Seefahrt oder Binnenschiffahrt Telegraphenanlagen, welche nicht ausschließlich zum Verkehr innerhalb des Fahrzeugs bestimmt sind, nur mit Genehmigung des Reichs errichtet und betrieben werden dürfen. Diese Ergänzung geht in einer Beziehung weiter als Ziffer 1; sie unterstellt die Regelung der gesamten Schiffstelegraphie, soweit sie die Bordgrenzen überschreitet, dem Reiche. Optische und akustische Schiffstelegrapheneinrichtungen, Scheinwerfer- und Blinkfeuertelegraphen, ferner Unterwasserschalltelegraphen sind also jetzt der Genehmigungspflicht des Reichs unterworfen. Da außerdem in dem Gesetz der Begriff „Fahrzeuge“ statt Schiffe gewählt worden und auch die Binnenschiffahrt besonders erwähnt ist, so ist damit die gesamte

deutsche Schiffahrt unter das Telegraphenregal gestellt. Das würde im Interesse der Schiffahrt zu beklagen sein, wenn nicht gleichzeitig eine Verordnung des Reichskanzlers in Aussicht genommen wäre, durch welche den Schiffen die nötige Bewegungsfreiheit in bezug auf die Einrichtung und den Betrieb optischer und akustischer Telegraphenanlagen für ihre Betriebszwecke gegeben werden soll. Jeder Grund zur Beunruhigung wird dadurch hinfällig.

Der neue § 3a gestattet die Einrichtung von Telegraphenanlagen jederart, die ausschließlich für den Verkehr innerhalb des Fahrzeugs bestimmt sind, also auch von Anlagen, die sich der elektromagnetischen Wellen zur Erzielung einer Fernwirkung bedienen. Nach dem gegenwärtigen Standpunkte der Technik wird man heute an eine Benutzung der drahtlosen Telegraphie lediglich innerhalb der Bordgrenzen eines Schiffes nicht denken. Aber wie wird es in einigen Jahren aussehen? Wenn es sich dann auch nur um drahtlose Anlagen geringer Reichweiten handeln wird, so dringen die elektrischen Wellen doch nach außen und in einem größeren Hafen wird dann ein Tohuwabohu elektrischer Wellen im Äther entstehen, wie es jetzt leider bereits der Fall ist, und welcher Mißstand eben durch die internationalen Abmachungen beseitigt werden soll. Jenem bei der Beratung des Gesetzentwurfs tätigen Kommissionsmitgliede dürfte deshalb darin beizupflichten sein, daß auch die drahtlosen Telegraphenanlagen für den Verkehr innerhalb der Fahrzeuge der Genehmigungspflicht hätten unterstellt werden sollen.

Nach § 3b der Novelle hat der Reichskanzler die Anordnungen über den Betrieb von Telegraphenanlagen auf fremden Fahrzeugen für Seefahrt oder Binnenschiffahrt zu treffen, welche sich in deutschen Hoheitsgewässern aufhalten. Nach den Grundsätzen des Völkerrechts ist es an sich gegeben, daß fremde Schiffe, die sich in Gewässern aufhalten, welche der Hoheit des Reichs- oder eines deutschen Bundesstaats unterstehen, sich den deutschen Anordnungen zu fügen haben. Die neue Gesetzesvorschrift stellt dann weiter fest, daß dem Reiche in der Person des Reichskanzlers, also nicht den einzelnen Uferstaaten, die Befugnis zum Erlaß der bezüglichen Anordnungen zusteht. Der Erlaß einer solchen Anordnung durch den Reichskanzler steht noch aus. Es dürfte anzunehmen sein, daß den fremden Schiffen keine weitergehenden Verpflichtungen auferlegt werden, als sie den deutschen Schiffen obliegen. Jedenfalls ist aber nunmehr die bisher den Fahrzeugen mit Marconistationen an Bord von der englischen Wireless Telegraph Company auferlegte Verpflichtung, nicht mit Funkentelegraphenanlagen

anderer Systeme in Verbindung zu treten, in deutschen Gewässern nicht mehr aufrecht zu erhalten. Ob mit der durch § 10 des Telegraphengesetzes gegebenen Befugnis zur Verhängung von Geldstrafen bis zu 150 Mk. bei Zuwiderhandlung gegen die bezüglich des Betriebs der im § 3 bezeichneten Telegraphenanlagen auszukommen sein wird, oder ob für Zuwiderhandlungen gegen die für den Betrieb drahtloser Telegraphen zu erlassenden Vorschriften schärfere Strafen festzusetzen sein werden, dürfte erst die Praxis lehren müssen. Hervorzuheben ist hierbei noch, daß nach § 15 des Telegraphengesetzes das durch § 3a eingeführte Telegraphenregal bezüglich bayerischer und württembergischer Binnenfahrzeuge, sowie das durch § 3b gegebene Verordnungsrecht bezüglich des Betriebs von Telegraphenanlagen auf fremden Fahrzeugen in bayerischen und württembergischen Hoheitsgewässern den Bundesstaaten Bayern und Württemberg zusteht.

Nach § 7 des Telegraphengesetzes können die für die Benutzung von Reichs-Telegraphen- und Fernsprechanlagen bestehenden Gebühren nur auf Grund eines Gesetzes erhöht werden. Diesen Bestimmungen entsprechend wären auch die Gebühren für drahtlose Telegramme und Gespräche von vornherein gesetzlich festzulegen gewesen. Das erschien aber nicht angängig, weil ausreichende Erfahrungen über einen wirtschaftlichen Betrieb mit dem neuen Verkehrsmittel noch nicht vorliegen. Ziffer 3 der Novelle verschiebt daher die gesetzliche Festlegung der Gebühren und gibt bezüglich derselben innerhalb der bereits durch die internationalen Abmachungen gezogenen Grenzen volle Bewegungsfreiheit bis zum 1. Juli 1913. Die internationalen Abmachungen beziehen sich jedoch nur auf die Festsetzung der Gebühren für den Verkehr zwischen Land und Schiff. Nach Artikel 10 des Vertrags und XII der Übereinkunft darf die „Küstengebühr“, die der Küstenstation zukommt, 60 Centimes und die „Bordgebühr“, die der Schiffsstation zusteht, 40 Centimes für das Wort nicht übersteigen. Ausnahmen sind nur für Stationen von mehr als 800 km Reichweite und für andere besonders kostspielige Stationen zugelassen. Für den Verkehr zwischen den Landstationen unter sich und für den Verkehr zwischen Schiff und Schiff sind durch die internationalen Abmachungen keine Grenzen gezogen. Da mit dem Inkrafttreten des internationalen Funkentelegraphenvertrags am 1. Juli 1908 eine ganz erhebliche Zunahme des drahtlosen Nachrichtenverkehrs sicher zu erwarten steht, so werden auch innerhalb einiger Jahre die zur gesetzlichen Festlegung der Gebühren erforderlichen Erfahrungen gesammelt werden können.

Ein Verzeichnis der deutschen Funkentelegraphenstationen für

den öffentlichen Verkehr nebst deren Anrufzeichen enthält die Anlage III.

Anlage I.

Gesetz über das Telegraphenwesen des Deutschen Reichs
vom 6. April 1892.

§ 1.

Das Recht, Telegraphenanlagen für die Vermittelung von Nachrichten zu errichten und zu betreiben, steht ausschließlich dem Reich zu. Unter Telegraphenanlagen sind die Fernsprechanlagen mitbegriffen.

§ 2.

Die Ausübung des im § 1 bezeichneten Rechts kann für einzelne Strecken oder Bezirke an Privatunternehmer und muß an Gemeinden für den Verkehr innerhalb des Gemeindebezirkes verliehen werden, wenn die nachsuchende Gemeinde die genügende Sicherheit für einen ordnungsmäßigen Betrieb bietet und das Reich eine solche Anlage weder errichtet hat, noch sich zur Errichtung und zum Betriebe einer solchen bereit erklärt.

Die Verleihung erfolgt durch den Reichskanzler oder die von ihm hierzu ermächtigten Behörden.

Die Bedingungen der Verleihung sind in der Verleihungsurkunde festzustellen.

§ 3

Ohne Genehmigung des Reichs können errichtet und betrieben werden:

1. Telegraphenanlagen, welche ausschließlich dem inneren Dienste von Landes- oder Kommunalbehörden, Deichkorporationen, Siel- und Entwässerungsverbänden gewidmet sind;
2. Telegraphenanlagen, welche von Transportanstalten auf ihren Linien ausschließlich zu Zwecken ihres Betriebes oder für die Vermittelung von Nachrichten innerhalb der bisherigen Grenzen benutzt werden;
3. Telegraphenanlagen
   a) innerhalb der Grenzen eines Grundstücks,
   b) zwischen mehreren einem Besitzer gehörigen oder zu einem Betriebe vereinigten Grundstücken, deren keines von dem anderen über 25 Kilometer in der Luftlinie entfernt ist, wenn diese Anlagen ausschließlich für den

der Benutzung der Grundstücke entsprechenden unentgeltlichen Verkehr bestimmt sind.

§ 4.

Durch die Landes-Zentralbehörde wird, vorbehaltlich der Reichsaufsicht (Artikel 4 Ziffer 10 der Reichsverfassung), die Kontrolle darüber geführt, daß die Errichtung und der Betrieb der im § 3 bezeichneten Telegraphenanlagen sich innerhalb der gesetzlichen Grenzen halten.

§ 5.

Jedermann hat gegen Zahlung der Gebühren das Recht auf Beförderung von ordnungsmäßigen Telegrammen und auf Zulassung zu einer ordnungsmäßigen telephonischen Unterhaltung durch die für den öffentlichen Verkehr bestimmten Anlagen.

Vorrechte bei der Benutzung der dem öffentlichen Verkehr dienenden Anlagen und Ausschließungen von der Benutzung sind nur aus Gründen des öffentlichen Interesses zulässig.

§ 6.

Sind an einem Orte Telegraphenlinien für den Ortsverkehr, sei es von der Reichs-Telegraphenverwaltung, sei es von der Gemeindeverwaltung oder von einem anderen Unternehmer, zur Benutzung gegen Entgelt errichtet, so kann jeder Eigentümer eines Grundstücks gegen Erfüllung der von jenen zu erlassenden und öffentlich bekannt zu machenden Bedingungen den Anschluß an das Lokalnetz verlangen.

Die Benutzung solcher Privatstellen durch Unbefugte gegen Entgelt ist unzulässig.

§ 7.

Die für die Benutzung von Reichs-Telegraphen- und Fernsprechanlagen bestehenden Gebühren können nur auf Grund eines Gesetzes erhöht werden. Ebenso ist eine Ausdehnung der gegenwärtig bestehenden Befreiungen von solchen Gebühren nur auf Grund eines Gesetzes zulässig.

§ 8.

Das Telegraphengeheimnis ist unverletzlich, vorbehaltlich der gesetzlich für strafgerichtliche Untersuchungen, im Konkurse und in zivilprozessualischen Fällen oder sonst durch Reichsgesetz festgestellten Ausnahmen. Dasselbe erstreckt sich auch darauf, ob und zwischen welchen Personen telegraphische Mitteilungen stattgefunden haben.

§ 9.

Mit Geldstrafe bis zu eintausendfünfhundert Mark oder mit Haft oder mit Gefängnis bis zu sechs Monaten wird bestraft, wer vorsätzlich entgegen den Bestimmungen dieses Gesetzes eine Telegraphenanlage errichtet oder betreibt.

§ 10.

Mit Geldstrafe bis zu einhundertfünfzig Mark wird bestraft, wer den in Gemäßheit des § 4 erlassenen Kontrollvorschriften zuwiderhandelt.

§ 11.

Die unbefugt errichteten oder betriebenen Anlagen sind außer Betrieb zu setzen oder zu beseitigen. Den Antrag auf Einleitung des hierzu nach Maßgabe der Landesgesetzgebung erforderlichen Zwangsverfahrens stellt der Reichskanzler oder die vom Reichskanzler dazu ermächtigten Behörden.

Der Rechtsweg bleibt vorbehalten.

§ 12.

Elektrische Anlagen sind, wenn eine Störung des Betriebes der einen Leitung durch die andere eingetreten oder zu befürchten ist, auf Kosten desjenigen Teiles, welcher durch eine spätere Anlage oder durch eine später eintretende Änderung seiner bestehenden Anlage diese Störung oder die Gefahr derselben veranlaßt, nach Möglichkeit so auszuführen, daß sie sich nicht störend beeinflussen.

§ 13.

Die auf Grund der vorstehenden Bestimmung entstehenden Streitigkeiten gehören vor die ordentlichen Gerichte.

Das gerichtliche Verfahren ist zu beschleunigen (§§ 198, 202 bis 204 der Reichs-Zivilprozeßordnung). Der Rechtsstreit gilt als Feriensache (§ 202 des Gerichtsverfassungsgesetzes, § 201 der Reichs-Zivilprozeßordnung).

§ 14.

Das Reich erlangt durch dieses Gesetz keine weitergehenden als die bisher bestehenden Ansprüche auf die Verfügung über fremden Grund und Boden, insbesondere über öffentliche Wege und Straßen.

§ 15.

Die Bestimmungen dieses Gesetzes gelten für Bayern und Württemberg mit der Maßgabe, daß für ihre Gebiete die für das Reich fest-

gestellten Rechte diesen Bundesstaaten zustehen und daß die Bestimmungen des § 7 auf den inneren Verkehr dieser Bundesstaaten keine Anwendung finden.

Anlage II.

Internationaler Funkentelegraphenvertrag nebst Ausführungsübereinkunft.

Abgeschlossen zu Berlin am 3. November 1906.

Internationaler Funkentelegraphenvertrag

abgeschlossen zwischen

Deutschland, den Vereinigten Staaten von Amerika, Argentinien, Österreich, Ungarn, Belgien, Brasilien, Bulgarien, Chile, Dänemark, Spanien, Frankreich, Großbritannien, Griechenland, Italien, Japan, Mexiko, Monaco, Norwegen, den Niederlanden, Persien, Portugal, Rumänien, Rußland, Schweden, der Türkei und Uruguay.

Die unterzeichneten Bevollmächtigten der Regierungen der vorstehend aufgeführten Länder haben, nachdem sie zu einer Konferenz in Berlin zusammengetreten sind, im gemeinsamen Einverständnis und unter Vorbehalt der Ratifikation folgenden Vertrag abgeschlossen.

Artikel 1.

Die Hohen vertragschließenden Teile verpflichten sich, die Bestimmungen des gegenwärtigen Vertrages auf alle dem öffentlichen Verkehr zwischen dem Lande und den Schiffen in See dienenden Funkentelegraphenstationen — Küsten- und Bordstationen — anzuwenden, die von den vertragschließenden Teilen errichtet oder betrieben werden.

Sie verpflichten sich ferner, die Befolgung dieser Bestimmungen den Privatunternehmern aufzuerlegen, die sie zur Errichtung oder zum Betriebe von Funkentelegraphenstationen ermächtigen, seien dies Küstenstationen für den öffentlichen Verkehr zwischen dem Lande und den Schiffen in See oder Stationen an Bord von Schiffen, die ihre Flagge führen, gleichviel ob die Bordstationen dem öffentlichen Verkehr dienen oder nicht.

Artikel 2.

Unter Küstenstation wird jede Funkentelegraphenstation verstanden, die auf festem Lande oder auf einem dauernd verankerten Schiffe errichtet ist und zum Austausche von Nachrichten mit den Schiffen in See benutzt wird.

Jede Funkentelegraphenstation auf einem nicht dauernd verankerten Schiffe wird Bordstation genannt.

Artikel 3.

Die Küstenstationen und die Bordstationen sind ohne Unterschied des von ihnen benutzten funkentelegraphischen Systems zum wechselseitigen Austausch der Funkentelegramme verpflichtet.

Artikel 4.

Die Bestimmungen des Artikel 3 stehen Beschränkungen des öffentlichen Verkehrs einer Station nicht entgegen, die durch den Zweck des Nachrichtenaustausches oder durch andere von dem angewendeten System unabhängige Umstände begründet sind.

Artikel 5.

Jeder der Hohen vertragschließenden Teile verpflichtet sich, die Küstenstationen durch besondere Leitungen mit dem Telegraphennetze verbinden zu lassen oder zum mindesten solche andere Maßnahmen zu treffen, die einen schleunigen Austausch der Telegramme zwischen den Küstenstationen und dem Telegraphennetze sicherstellen.

Artikel 6.

Die Hohen vertragschließenden Teile werden einander die Namen der im Artikel 1 bezeichneten Küsten- und Bordstationen sowie alle in der Ausführungsübereinkunft näher bezeichneten Angaben mitteilen, die zur Erleichterung und zur Beschleunigung des funkentelegraphischen Nachrichtenaustausches geeignet sind.

Artikel 7.

Jeder der Hohen vertragschließenden Teile behält sich das Recht vor, bei den im Artikel 1 bezeichneten Stationen unabhängig von den Einrichtungen, über die entsprechend Artikel 6 Angaben veröffentlicht werden, zum Zweck einer besonderen funkentelegraphischen Nachrichtenübermittlung die Errichtung und den Betrieb anderer Einrich-

tungen anzuordnen oder zuzulassen, deren Einzelheiten nicht veröffentlicht zu werden brauchen.

Artikel 8.

Der Betrieb der Funkentelegraphenstationen ist möglichst so einzurichten, daß er den Dienst anderer derartiger Stationen nicht stört.

Artikel 9.

Die Funkentelegraphenstationen sind verpflichtet, Anrufe von Schiffen in Seenot mit unbedingtem Vorrang entgegenzunehmen, zu beantworten und ihnen gebührend Folge zu geben.

Artikel 10.

Die Gesamtgebühr für Funkentelegramme umfaßt:

1. die Gebühr für die Seebeförderung, und zwar
   a) die „Küstengebühr“, die der Küstenstation zukommt,
   b) die „Bordgebühr“, die der Bordstation zukommt,
2. die nach den allgemeinen Bestimmungen berechnete Gebühr für die Beförderung auf den Linien des Telegraphennetzes.

Die Höhe der Küstengebühr unterliegt der Genehmigung der Regierung, der die Küstenstation untersteht, die Höhe der Bordgebühr der Genehmigung der Regierung, deren Flagge das Schiff führt.

Jede dieser beiden Gebühren soll nach dem reinen Worttarif auf der Grundlage einer angemessenen Entschädigung für die funkentelegraphische Arbeit festgesetzt werden, wobei die Bestimmung einer Mindestgebühr für jedes Funkentelegramm zulässig ist. Keine der beiden Gebühren darf einen von den Hohen vertragschließenden Teilen festzusetzenden Meistbetrag überschreiten.

Jeder der Hohen vertragschließenden Teile hat jedoch das Recht, höhere als diese Meistgebühren zuzulassen, wenn es sich um Stationen handelt, deren Reichweite 800 km übersteigt, oder deren Einrichtung und Betrieb infolge der tatsächlichen Verhältnisse außergewöhnlich hohe Kosten erfordern.

Für die im unmittelbaren Verkehr mit den Küstenstationen des Aufgabe- oder des Bestimmungslandes ausgewechselten Funkentelegramme werden die Hohen vertragschließenden Teile einander die für die Beförderung auf ihren Telegraphenlinien geltenden Gebühren mitteilen. Bei der Berechnung dieser Gebühren ist von dem Grundsatz auszugehen, daß die Küstenstation als Aufgabe- oder Bestimmungsanstalt zu gelten hat.

Artikel 11.

Die Bestimmungen des gegenwärtigen Vertrages werden durch eine Ausführungsübereinkunft ergänzt, welche die gleiche Gültigkeit hat und zu gleicher Zeit in Kraft tritt wie der Vertrag.

Die Vorschriften des gegenwärtigen Vertrages und der zugehörigen Ausführungsübereinkunft können von den Hohen vertragschließenden Teilen im gemeinsamen Einverständnis jederzeit geändert werden. Von Zeit zu Zeit werden, je nachdem es sich um den Vertrag oder um die Ausführungsübereinkunft handelt, Konferenzen von Bevollmächtigten oder einfache Verwaltungskonferenzen stattfinden. Jede Konferenz wird den Ort und die Zeit der nächsten Zusammenkunft selbst festsetzen.

Artikel 12.

Diese Konferenzen werden aus Delegierten der Regierungen der vertragschließenden Länder gebildet.

Bei den Beratungen hat jedes Land nur eine Stimme.

Wenn eine Regierung für ihre Kolonien, Besitzungen oder Schutzgebiete dem Vertrage beitritt, so können die späteren Konferenzen bestimmen, daß die Gesamtheit oder ein Teil dieser Kolonien, Besitzungen oder Schutzgebiete als ein Land im Sinne der Bestimmung des vorhergehenden Absatzes anzusehen ist. Doch darf die Zahl der Stimmen, über die eine Regierung einschließlich der Stimmen ihrer Kolonien, Besitzungen oder Schutzgebiete verfügt, sechs nicht übersteigen.

Artikel 13.

Ein internationales Bureau wird beauftragt, die auf die Funkentelegraphie bezüglichen Nachrichten jederart zu sammeln, zusammenzustellen und zu veröffentlichen, die Anträge auf Änderung des Vertrages und der Ausführungsübereinkunft in die Wege zu leiten, die angenommenen Änderungen bekanntzugeben und im allgemeinen sich mit allen Verwaltungsarbeiten zu befassen, mit denen es im Interesse der internationalen Funkentelegraphie betraut werden wird.

Die Kosten dieser Einrichtung werden von sämtlichen vertragschließenden Ländern getragen.

Artikel 14.

Jeder der Hohen vertragschließenden Teile behält sich das Recht vor, die Bedingungen festzusetzen, unter denen er Funkentelegramme von oder nach einer Bord- oder Küstenstation zuläßt, die den Bestimmungen des gegenwärtigen Vertrages nicht unterliegt.

Wird ein Funkentelegramm zugelassen, so kommen die gewöhnlichen Gebührensätze zur Anwendung.

Jedes von einem Schiffe herrührende Funkentelegramm, das von einer Küstenstation eines vertragschließenden Landes empfangen oder von der Verwaltung eines vertragschließenden Landes im Durchgang aufgenommen worden ist, ist weiterzubefördern.

Ebenso ist jedes für ein Schiff bestimmte Funkentelegramm weiterzubefördern, wenn die Verwaltung eines vertragschließenden Landes es zur Beförderung angenommen oder von einem dem Vertrage nicht beigetretenen Lande im Durchgang entgegengenommen hat, vorbehaltlich des Rechtes der Küstenstation, die Weiterbeförderung an eine Bordstation, die einem dem Vertrage nicht beigetretenen Lande untersteht, zu verweigern.

Artikel 15.

Die Bestimmungen der Artikel 8 und 9 dieses Vertrages finden auch auf andere als die im Artikel 1 bezeichneten Funkentelegraphenanlagen Anwendung.

Artikel 16.

Den Regierungen, die an dem gegenwärtigen Vertrage nicht teilgenommen haben, wird auf ihren Antrag der Beitritt gestattet.

Dieser Beitritt wird auf diplomatischem Wege derjenigen der vertragschließenden Regierungen, in deren Bereiche die letzte Konferenz abgehalten worden ist, und durch diese allen übrigen beteiligten Regierungen angezeigt.

Der Beitritt schließt von Rechts wegen die Zustimmung zu dem ganzen Inhalte des gegenwärtigen Vertrages und die Teilnahme an allen darin festgesetzten Vorteilen in sich.

Artikel 17.

Die Bestimmungen der Artikel 1, 2, 3, 5, 6, 7, 8, 11, 12 und 17 des internationalen Telegraphenvertrages von St. Petersburg vom 10./22. Juli 1875 finden auf die internationale Funkentelegraphie Anwendung.

Artikel 18.

Bei Meinungsverschiedenheiten zwischen zwei oder mehreren vertragschließenden Regierungen über die Auslegung oder Ausführung des gegenwärtigen Vertrages oder der im Artikel 11 vorgesehenen Ausführungsübereinkunft kann die streitige Frage im gemeinsamen Einverständnis der Entscheidung eines Schiedsgerichts unterworfen

werden. In diesem Falle wählt jede der beteiligten Regierungen eine andere bei der Angelegenheit nicht beteiligte Regierung.

Das Schiedsgericht entscheidet nach absoluter Stimmenmehrheit.

Bei Stimmengleichheit wählen die Schiedsrichter zur Entscheidung der streitigen Frage eine andere bei der Angelegenheit gleichfalls unbeteiligte vertragschließende Regierung. Wird über diese Wahl eine Einigung nicht erzielt, so schlägt jeder Schiedsrichter eine unbeteiligte vertragschließende Regierung vor. Zwischen den vorgeschlagenen Regierungen wird gelost. Das Los wird von derjenigen Regierung gezogen, auf deren Gebiete das im Artikel 13 vorgesehene internati nale Bureau tätig ist.

Artikel 19.

Die Hohen vertragschließenden Teile verpflichten sich, die Maßnahmen zu ergreifen oder bei ihren gesetzgebenden Körperschaften vorzuschlagen, deren es bedarf, um die Ausführung des gegenwärtigen Vertrages sicherzustellen.

Artikel 20.

Die Hohen vertragschließenden Teile werden sich die auf den Gegenstand dieses Vertrages bezüglichen Gesetze mitteilen, die in ihren Ländern bereits erlassen sind oder in Zukunft erlassen werden.

Artikel 21.

Die Hohen vertragschließenden Teile behalten ihre volle Freiheit bezüglich der im Artikel 1 nicht vorgesehenen Funkentelegraphenanlagen, namentlich bezüglich der Anlagen der Flotte und des Heeres; diese Anlagen sind lediglich den in den Artikeln 8 und 9 des gegenwärtigen Vertrages vorgesehenen Verpflichtungen unterworfen.

Wenn diese Anlagen jedoch am öffentlichen Verkehre teilnehmen, werden sie sich bei der Ausübung dieses Dienstes, soweit die Art der Übermittlung und die Abrechnung in Frage kommen, nach den Vorschriften der Ausführungsübereinkunft richten.

Artikel 22.

Der gegenwärtige Vertrag tritt mit dem 1. Juli 1908 in Kraft und bleibt auf unbestimmte Zeit bis zum Ablauf eines Jahres von dem Tage ab, an dem er gekündigt worden ist, in Gültigkeit.

Die Kündigung gilt nur für die Regierung, die sie ausgesprochen hat. Für die übrigen vertragschließenden Teile bleibt der Vertrag in Kraft.

Artikel 23.

Der gegenwärtige Vertrag soll ratifiziert, und die Ratifikationen sollen in möglichst kurzer Frist in Berlin niedergelegt werden.

Des zu Urkund haben die Bevollmächtigten den Vertrag in einem Exemplar unterzeichnet, das in den Archiven der Kaiserlich Deutschen Regierung verbleibt, und von dem jedem Teile eine Abschrift zugestellt werden wird.

Geschehen zu Berlin, den 3. November 1906.

(Unterschriften.)

Zusatzabkommen.

Die unterzeichneten Bevollmächtigten der Regierungen von Deutschland, den Vereinigten Staaten von Amerika, Argentinien, Österreich, Ungarn, Belgien, Brasilien, Bulgarien, Chile, Dänemark, Spanien, Frankreich, Griechenland, Monaco, Norwegen, den Niederlanden, Rumänien, Rußland, Schweden, der Türkei und Uruguay verpflichten sich, vom Tage des Inkrafttretens des Vertrages ab die Bestimmungen der folgenden Zusatzartikel anzuwenden.

I.

Jede der im Artikel 1 des Vertrages bezeichneten Bordstationen ist verpflichtet, mit jeder anderen Bordstation ohne Unterschied des von ihnen benutzten funkentelegraphischen Systems zu verkehren.

II.

Die Regierungen, die dem vorstehenden Artikel nicht beigetreten sind, können jederzeit unter Einhaltung des im Artikel 16 des Vertrages angegebenen Verfahrens bekanntgeben, daß sie sich verpflichten, seine Bestimmungen anzuwenden.

Die Regierungen, die dem vorstehenden Artikel beigetreten sind, können jederzeit unter den im Artikel 22 des Vertrages vorgesehenen Bedingungen ihre Absicht bekanntgeben, seine Bestimmungen nicht mehr anzuwenden.

III.

Das gegenwärtige Abkommen soll ratifiziert, und die Ratifikationen sollen in möglichst kurzer Frist in Berlin niedergelegt werden.

Des zu Urkund haben die Bevollmächtigten dieses Abkommen in

einem Exemplar unterzeichnet, das in den Archiven der Kaiserlich Deutschen Regierung verbleibt, und von dem jedem Teile eine Abschrift zugestellt werden wird.

Geschehen zu Berlin, den 3. November 1906.

(Unterschriften.)

Schlußprotokoll.

Im Begriffe, den von der internationalen Konferenz für Funkentelegraphie in Berlin vereinbarten Vertrag zu zeichnen, haben sich die unterzeichneten Bevollmächtigten über folgendes verständigt:

I.

Die Hohen vertragschließenden Teile sind darüber einig, daß auf der nächsten Konferenz die Zahl der Stimmen, über die jedes Land verfügt (Artikel 12 des Vertrages), zu Beginn der Beratungen festgesetzt werden soll, dergestalt, daß die Kolonien, Besitzungen oder Schutzgebiete, denen Stimmen bewilligt werden, ihr Stimmrecht im Laufe aller Arbeiten dieser Konferenz ausüben können.

Die Entscheidung soll sofort in Kraft treten und gültig bleiben, bis eine spätere Konferenz sie ändert.

Für die nächste Konferenz sind die Anträge auf Zuteilung neuer Stimmen an Kolonien, Besitzungen oder Schutzgebiete, die dem Vertrage beigetreten sind, mindestens sechs Monate vor dem Zeitpunkte des Zusammentretens dieser Konferenz an das internationale Bureau zu richten. Diese Anträge werden sogleich den anderen vertragschließenden Regierungen mitgeteilt, die innerhalb einer Frist von zwei Monaten, von der Zustellung der Mitteilung an gerechnet, gleichartige Anträge stellen können.

II.

Jede vertragschließende Regierung kann sich das Recht vorbehalten, nach Umständen gewisse Küstenstationen zu bezeichnen, die von der durch Artikel 3 des Vertrages auferlegten Verpflichtung ausgenommen sein sollen, unter der Bedingung, daß vom Zeitpunkt der Anwendung dieser Maßnahme ab auf ihrem Gebiet eine oder mehrere Stationen eröffnet werden, die der Verpflichtung des Artikel 3 unterworfen sind und den Funkentelegraphendienst im Wirkungskreise der ausgenommenen Stationen in einer den Bedürfnissen des öffentlichen

Verkehrs genügenden Weise sicherstellen. Die Regierungen, die sich dieses Recht vorzubehalten wünschen, haben dies in der im zweiten Absatze des Artikel 16 des Vertrages vorgesehenen Form spätestens drei Monate vor dem Inkrafttreten des Vertrages oder, im Falle späteren Beitritts, gleichzeitig mit dem Beitritt bekanntzugeben.

Die nachbezeichneten Länder erklären schon jetzt, daß sie sich dieses Recht nicht vorbehalten werden:

Deutschland, Vereinigte Staaten von Amerika, Argentinien, Österreich, Ungarn, Belgien, Brasilien, Bulgarien, Chile, Griechenland, Mexiko, Monaco, Norwegen, die Niederlande, Rumänien, Rußland, Schweden und Uruguay.

III.

Die Art und Weise der Ausführung der Bestimmungen des vorhergehenden Artikels ist Sache der Regierung, die sich des Ausnahmerechts bedient; diese Regierung hat volle Freiheit, von Zeit zu Zeit nach eigenem Ermessen zu bestimmen, wie viele und welche Stationen ausgenommen werden sollen. Sie hat die gleiche Freiheit, hinsichtlich der Art und Weise der Erfüllung der Bedingung, wonach andere der Verpflichtung des Artikels 3 unterworfene Stationen zu eröffnen sind, die den Funkentelegraphendienst im Wirkungskreise der ausgenommenen Stationen in einer den Bedürfnissen des öffentlichen Verkehrs genügenden Weise sicherstellen.

IV.

Es besteht Einverständnis darüber, daß, um die Fortschritte der Wissenschaft nicht zu hemmen, die Bestimmungen des Artikels 3 des Vertrages die etwaige Anwendung eines Funkentelegraphensystems nicht hindern, mittels dessen ein Verkehr mit anderen Systemen nicht möglich ist, vorausgesetzt indes, daß dies in der besonderen Natur des Systems begründet und nicht die Folge von Einrichtungen ist, die lediglich zur Verhinderung des Verkehrs mit anderen Systemen getroffen sind.

V.

Der Beitritt zum Vertrage seitens der Regierung eines Landes, das Kolonien, Besitzungen oder Schutzgebiete hat, schließt nicht den Beitritt seiner Kolonien, Besitzungen oder Schutzgebiete in sich, es sei denn, daß eine entsprechende Erklärung dieser Regierung vorliegt. Die Kolonien, Besitzungen und Schutzgebiete eines Landes können nach Maßgabe der Bestimmungen in den Artikeln 16 und 22 des Vertrages

in ihrer Gesamtheit oder einzeln den Gegenstand eines besonderen Beitritts oder einer besonderen Kündigung bilden.

Es besteht Einverständnis darüber, daß Stationen an Bord von Schiffen, deren Heimathafen in einer Kolonie, einer Besitzung oder einem Schutzgebiete liegt, als dieser Kolonie, Besitzung oder diesem Schutzgebiet unterstehend bezeichnet werden können.

VI.

Es wird von nachstehender Erklärung Kenntnis genommen:

Die italienische Delegation muß bei Unterzeichnung des Vertrages den Vorbehalt machen, daß der Vertrag von Italien erst zu dem Zeitpunkte des Erlöschens seiner Verträge mit Marconi und dessen Gesellschaft ratifiziert werden kann, oder zu einem früheren Zeitpunkte, wenn die Regierung des Königs von Italien einen solchen durch Verhandlungen mit Marconi und seiner Gesellschaft wird festsetzen können.

VII.

Falls einer oder mehrere der Hohen vertragschließenden Teile den Vertrag nicht ratifizieren, gilt dieser gleichwohl für die Teile, die ihn ratifiziert haben.

Des zu Urkund haben die unterzeichneten Bevollmächtigten das gegenwärtige Schlußprotokoll aufgenommen, das dieselbe Kraft und dieselbe Gültigkeit haben soll, als wenn seine Bestimmungen in den Text des Vertrages selbst, auf den es sich bezieht, aufgenommen worden wären, und sie haben dieses Schlußprotokoll in einem Exemplar unterzeichnet, das in den Archiven der Kaiserlich Deutschen Regierung verbleibt, und von dem jedem Teile eine Abschrift zugestellt werden wird.

Geschehen zu Berlin, den 3. November 1906.

(Unterschriften.)

Ausführungsübereinkunft.

1. Einrichtung der Funkentelegraphenstationen.

I.

Die Wahl der funkentelegraphischen Apparate und Einrichtungen bei den Küsten- und Bordstationen ist frei. Die Einrichtung dieser

Stationen soll möglichst den Fortschritten der Wissenschaft und der Technik entsprechen.

II.

Für den allgemeinen öffentlichen Verkehr werden zwei Wellenlängen, die eine von 300 m und die andere von 600 m zugelassen; jede diesem Verkehr dienende Küstenstation benutzt eine dieser beiden Wellenlängen. Jede Station muß imstande sein, während der ganzen Dauer der Dienststunden die mit ihrer Wellenlänge gegebenen Anrufe aufzunehmen; andere Wellenlängen dürfen bei ihr für den allgemeinen öffentlichen Verkehr nicht benutzt werden. Indessen kann jede Regierung auf einer Küstenstation den Gebrauch anderer Wellenlängen für den Verkehr auf große Entfernungen oder für einen den Bestimmungen des Vertrages gemäß eingerichteten, nicht dem allgemeinen öffentlichen Verkehr dienenden Betrieb zulassen, vorausgesetzt, daß diese Wellenlängen nicht 600 m überschreiten oder daß sie größer als 1600 m sind.

III.

1. Die normale Wellenlänge für Bordstationen beträgt 300 m. Die Bordstationen müssen diese Welle zur Verfügung haben; sie dürfen außerdem noch andere Wellenlängen bis 600 m anwenden.

2. Schiffe geringen Raumgehalts, die sachlich außerstande sind, mit ihren Einrichtungen eine Wellenlänge von 300 m zu erzielen, können ermächtigt werden, eine geringere Wellenlänge zu benutzen.

IV.

1. Durch Vermittlung des internationalen Bureaus wird ein Verzeichnis der unter Artikel 1 des Vertrages fallenden Funkentelegraphenstationen aufgestellt. Das Verzeichnis enthält für jede Station folgende Angaben:

1. für die Küstenstationen Namen, Nationalität und geographische Lage; für die Bordstationen Namen, Nationalität, Unterscheidungszeichen des internationalen Signalbuchs und Heimatshafen des Schiffes;
2. Rufzeichen (die Rufzeichen müssen aus Gruppen von drei Buchstaben bestehen und voneinander verschieden sein);
3. normale Reichweite;
4. funkentelegraphisches System;
5. Art der Empfangsapparate (Schreib-, Hörapparate oder andere);

6. Wellenlängen (die Normalwelle ist zu unterstreichen);
7. Art des Verkehrs, dem die Station dient:
allgemeiner öffentlicher Verkehr;
beschränkter öffentlicher Verkehr (Verkehr mit den Schiffen . . . ., mit den Schiffahrtslinien . . . ., mit den nach dem System . . . . . ausgerüsteten Schiffen usw.);
öffentlicher Verkehr auf weite Entfernung;
Privatverkehr;
besonderer Verkehr (ausschließlich amtlicher Verkehr); usw.
8. Dienststunden;
9. Höhe der Küstengebühr oder der Bordgebühr.

2. In das Verzeichnis werden auch Angaben über andere als die im Artikel 1 des Vertrages aufgeführten funkentelegraphischen Stationen aufgenommen, soweit die betreffende Verwaltung sie dem internationalen Bureau mitteilt.

V.

Der Austausch überflüssiger Zeichen und Wörter ist den im Artikel 1 des Vertrages bezeichneten Stationen untersagt. Versuche und Übungen dürfen bei diesen Stationen nur insoweit stattfinden, als sie den Betrieb anderer Stationen nicht stören.

VI.

1. Keine Bordstation darf ohne Genehmigung der Regierung, der das Schiff untersteht, durch einen Privatunternehmer errichtet oder betrieben werden. Die Genehmigung bildet den Gegenstand einer von der Regierung erteilten Lizenz.

2. Jede genehmigte Bordstation hat folgenden Bedingungen zu entsprechen:

a) das angewandte System muß ein solches mit Abstimmung sein;
b) die Sende- und Empfangsgeschwindigkeit darf unter gewöhnlichen Umständen nicht hinter 12 Wörtern zu 5 Buchstaben in der Minute zurückbleiben;
c) die dem funkentelegraphischen Apparat zugeführte Kraft darf unter normalen Verhältnissen ein Kilowatt nicht übersteigen. Eine größere Kraft kann angewandt werden, wenn das Schiff auf eine Entfernung von mehr als 300 km von der nächsten Küstenstation Nachrichten auszutauschen hat oder wenn infolge von Hindernissen die Übermitt-

lung sich nur durch einen vermehrten Kraftaufwand ermöglichen läßt.

3. Die Bordstation muß durch einen Telegraphisten bedient werden, der ein von der Regierung, der das Schiff untersteht, ausgestelltes Zeugnis besitzt. Das Zeugnis stellt den Befähigungsnachweis des Telegraphisten fest in bezug auf:

a) die Einstellung der Apparate,
b) die Übermittlung und die Aufnahme nach dem Gehör mit einer Geschwindigkeit von mindestens 20 Wörtern in der Minute,
c) die Kenntnis der Bestimmungen über den funkentelegraphischen Nachrichtenaustausch.

4. Außerdem wird durch das Zeugnis festgestellt, daß die Regierung den Telegraphisten auf das Telegraphengeheimnis verpflichtet hat.

VII.

1. Wenn eine Verwaltung erfährt, daß bei einer mit ihrer Genehmigung betriebenen Station gegen den Vertrag oder die Ausführungsübereinkunft verstoßen worden ist, ermittelt sie die Tatsachen und stellt die Schuldigen fest.

Fällt bei einer Bordstation die Schuld auf den Telegraphisten, so trifft die Verwaltung die erforderlichen Maßnahmen und zieht gegebenenfalls das Zeugnis zurück. Wenn festgestellt wird, daß der Verstoß auf den Zustand der Apparate oder auf dem Telegraphisten erteilte Weisungen zurückzuführen ist, so wird in Ansehung der dem Schiff bewilligten Lizenz ebenso verfahren.

2. Sind im Falle wiederholter Zuwiderhandlungen seitens desselben Schiffes die bei der zuständigen Verwaltung von einer andern Verwaltung erhobenen Vorstellungen ohne Erfolg geblieben, so kann diese nach voraufgegangener Ankündigung ihre Küstenstationen ermächtigen, die von dem fraglichen Schiff ausgehenden Nachrichten nicht mehr anzunehmen. Bei Meinungsverschiedenheiten zwischen den beiden Verwaltungen wird auf Verlangen einer derselben die Frage einem Schiedsgericht unterbreitet. Das Verfahren richtet sich nach Artikel 18 des Vertrages.

2. Dienststunden der Küstenstationen.

VIII.

1. Bei den Küstenstationen besteht möglichst ununterbrochener Tages- und Nachtdienst.

Gewisse Küstenstationen können jedoch beschränkten Dienst abhalten. Jede Verwaltung setzt die Dienststunden fest.

2. Küstenstationen mit beschränktem Dienste dürfen erst schließen, nachdem sie alle vorliegenden Funkentelegramme an die Schiffe innerhalb ihrer Reichweite befördert und alle von solchen Schiffen angemeldeten Funkentelegramme aufgenommen haben. Diese Bestimmung gilt auch, wenn Schiffe ihre Gegenwart vor der wirklichen Beendigung der Arbeit ankündigen.

3. Abfassung und Aufgabe der Funkentelegramme.

IX.

Ein Funkentelegramm, das Telegraphenlinien oder Funkentelegraphenstationen einer dem Vertrage nicht beigetretenen Regierung berührt, kann weiterbefördert werden, wenn die Verwaltungen, denen diese Linien oder Stationen unterstehen, erklärt haben, gegebenenfalls wenigstens die für die regelrechte Beförderung der Funkentelegramme unerläßlichen Bestimmungen des Vertrages und der Ausführungsübereinkunft anwenden zu wollen, und wenn die Abrechnung gesichert ist.

X.

1. Die Funkentelegramme erhalten im Kopf den Dienstvermerk „Radio“.

2. Bei der Übermittlung der Funkentelegramme von Bordstationen nach Küstenstationen wird von der Angabe des Tages und der Stunde der Auflieferung im Kopfe abgesehen.

Bei der Weiterbeförderung auf dem Telegraphennetz gibt die Küstenstation als Aufgabeanstalt ihren Namen, dahinter den des Schiffes und als Aufgabezeit die Zeit des Empfanges an.

XI.

Die Adresse der Funkentelegramme an Schiffe in See muß möglichst vollständig sein; sie hat zu enthalten:

a) den Namen des Empfängers mit etwaigen ergänzenden Zusätzen;

b) den Namen des Schiffes, wie er in dem Verzeichnis aufgeführt ist, unter Hinzufügung der Nationalität und, im Falle von Namensgleichheit, des Unterscheidungszeichens nach dem internationalen Signalbuch,

c) den Namen der Küstenstation, wie er in dem Verzeichnis aufgeführt ist.

4. Gebührenberechnung.

XII.

Die Küstengebühr darf 60 Centimes für das Wort, die Bordgebühr 40 Centimes für das Wort nicht übersteigen.

Für die Küstengebühr oder die Bordgebühr kann ein Mindestbetrag festgesetzt werden, der die Küsten- oder Bordgebühren für ein Telegramm von 10 Wörtern nicht übersteigen darf.

XIII.

Das Land, auf dessen Gebiet eine Küstenstation errichtet ist, die den Austausch von Funkentelegrammen zwischen einer Bordstation und einem andern Lande vermittelt, wird hinsichtlich der Gebührenberechnung als Ursprungs- oder als Bestimmungsland dieser Funkentelegramme angesehen und nicht als Durchgangsland.

5. Gebührenerhebung.

XIV.

Die Gesamtgebühr der Funkentelegramme wird vom Absender erhoben.

Die Bordstationen sollen zu diesem Zwecke die erforderlichen Tarife besitzen. Sie können jedoch über die Taxierung von Funkentelegrammen, für die sie nicht alle erforderlichen Angaben besitzen, bei den Küstenstationen Auskunft einholen.

6. Übermittlung der Funkentelegramme.

a) Übermittlungszeichen.

XV.

Für die Übermittlung werden die Zeichen des internationalen Morsealphabets angewendet.

XVI.

In Seenot befindliche Schiffe gebrauchen das Zeichen

• • • ▬ ▬ ▬ • • •,

das in kurzen Zwischenräumen wiederholt wird.

Sobald eine Station das Notsignal wahrnimmt, muß sie alle andere Korrespondenz unterbrechen und darf sie erst wieder aufnehmen, nachdem sie die Gewißheit erlangt hat, daß die durch den Hilferuf veranlaßte Korrespondenz beendet ist.

Fügt das Schiff in Seenot am Schlusse der Reihe von Notzeichen das Rufzeichen einer bestimmten Station hinzu, so hat nur diese den Ruf zu beantworten. Fehlt die Angabe einer bestimmten Station in dem Hilferufe, so hat jede das Notsignal empfangende Station die Verpflichtung, sich zu melden.

XVII.

1. Der Zusatz



„PRB" zu dem Rufzeichen bedeutet, daß das Schiff oder die Station, von der der Ruf ausgeht, mit der angerufenen Station unter Benutzung des internationalen Signalbuchs zu verkehren wünscht. Die Anwendung der Buchstabengruppe PRB als dienstliche Angabe ist für jeden anderen als den vorbezeichneten Zweck verboten.

2. Die Funkentelegramme können mit Hilfe des internationalen Signalbuchs abgefaßt werden.

Sind sie an eine funkentelegraphische Station zum Zwecke der Weiterbeförderung gerichtet, so werden sie von dieser Station nicht übersetzt.

b) Reihenfolge der Übermittlung.

XVIII.

Zwischen zwei Stationen werden die Funkentelegramme gleichen Ranges einzeln abwechselnd oder auf Verlangen der Küstenstation in Reihen von mehreren Telegrammen übermittelt, vorausgesetzt, daß die Dauer der Übermittlung jeder Reihe 20 Minuten nicht überschreitet.

c) Verfahren beim Anruf der Stationen und bei der Übermittlung der Funkentelegramme.

XIX.

1. Die Bordstation ruft in der Regel die Küstenstation an.

2. Der Anruf darf in der Regel nur erfolgen, wenn das Schiff in einer Entfernung von weniger als 75 Proz. der normalen Reichweite der Küstenstation sich befindet.

3. Vor dem Anruf muß die Bordstation ihre Empfangsvorrichtung so empfindlich wie möglich einstellen und sich vergewissern, daß die anzurufende Küstenstation mit niemand in Verkehr steht. Ergibt sich, daß eine Übermittlung im Gange ist, so wartet die Bordstation die erste Unterbrechung ab.

4. Die Bordstation ruft mit der Normalwelle der Küstenstation an.

5. Wenn trotz dieser Vorsichtsmaßregeln eine öffentliche funkentelegraphische Nachrichtenübermittlung gestört wird, ist der Anruf auf

das erste Verlangen einer dem öffentlichen Verkehr dienenden Küstenstation einzustellen. Diese Station hat alsdann die voraussichtliche Dauer der Wartezeit anzugeben.

XX.

1. Der Anruf setzt sich zusammen aus dem Zeichen

▬ • ▬ • ▬,

dem dreimal wiederholten Rufzeichen der anzurufenden Station, dem Worte „de" und dem dreimal wiederholten Rufzeichen der gebenden Station.

2. Die angerufene Station meldet sich mit dem Zeichen

▬ • ▬ • ▬,

dem dreimal wiederholten Rufzeichen der rufenden Station, dem Worte „de", dem eigenen Rufzeichen und dem Zeichen

▬ • ▬.

XXI.

Wenn eine Station den mit Pausen von zwei Minuten dreimal wiederholten Anruf (Art. XX) nicht beantwortet, so darf dieser erst nach $^1/_2$ Stunde wiederholt werden, nachdem die rufende Station sich vergewissert hat, daß kein funkentelegraphischer Verkehr im Gange ist.

XXII.

1. Sobald die Küstenstation geantwortet hat, gibt die Bordstation an:

a) die Entfernung des Schiffes von der Küstenstation in Seemeilen,
b) die wahre Peilung in Graden von 0 bis 360,
c) den wahren Kurs in Graden von 0 bis 360,
d) die Schnelligkeit in Seemeilen,
e) die Zahl der Wörter, die sie zu übermitteln hat.

2. Die Küstenstation gibt in ihrer Antwort die Zahl der Wörter an, die sie nach dem Schiff zu übermitteln hat.

3. Wenn die Übermittlung nicht sogleich beginnen kann, teilt die Küstenstation der Bordstation die ungefähre Dauer der Wartezeit mit.

XXIII.

Wird eine Küstenstation von mehreren Bordstationen angerufen, so entscheidet sie über die Reihenfolge, in der die Bordstationen ihre Korrespondenzen abwickeln sollen.

Hierbei ist für die Küstenstation lediglich der Gesichtspunkt maß-

gebend, daß jeder beteiligten Station Gelegenheit gegeben werden soll, die größtmögliche Zahl von Funkentelegrammen auszutauschen.

XXIV.

Vor Beginn des Telegrammaustausches teilt die Küstenstation der Bordstation mit, ob die Übermittlung der Telegramme einzeln abwechselnd oder in Reihen (Art. XVIII) erfolgen soll; sie beginnt sodann die Übermittlung oder gibt das Zeichen.

— · —

(Aufforderung zum Geben).

XXV.

Die Übermittlung wird durch das Zeichen

— · — · —

eingeleitet und durch das Zeichen

· — · — ·

mit nachfolgendem Rufzeichen der gebenden Station beendet.

XXVI.

Enthält das zu übermittelnde Funkentelegramm mehr als 40 Wörter, so unterbricht der gebende Strom nach jeder Gruppe von etwa 20 Wörtern die Übermittlung durch ein Fragezeichen

· · — — · ·

und setzt sie erst fort, nachdem ihr die Empfangsstation das letzte gut erhaltene Wort unter Hinzufügung eines Fragezeichens wiederholt hat.

Bei der Beförderung in Reihen wird nach jedem Telegramm Quittung erteilt.

XXVII.

1. Werden die Zeichen undeutlich, so ist mit allen möglichen Hilfsmitteln zu versuchen, die Übermittlung zu Ende zu führen. Zu diesem Zweck wird das Funkentelegramm auf Wunsch der Empfangsstation höchstens dreimal wiederholt. Bleiben die Zeichen trotz dieser dreimaligen Übermittlung immer noch unleserlich, so wird das Telegramm zurückgezogen. Kommt die Empfangsbestätigung nicht an, so ruft die gebende Station die Empfangsstation von neuem. Erfolgt auf drei Anrufe keine Antwort, so wird die Übermittlung eingestellt.

2. Glaubt die Empfangsstation, daß das Telegramm trotz des mangelhaften Empfangs ausgehändigt werden kann, so setzt sie hinter den Kopf des Telegramms den dienstlichen Vermerk „Réception douteuse" und gibt es weiter.

XXVIII.

Sämtliche Stationen sind verpflichtet, den Telegrammaustausch mit der geringsten Energie, die für eine gute Verständigung aufgewandt werden muß, zu bewirken.

d) Quittung und Schlußzeichen.

XXIX.

1. Die Quittung erfolgt in der durch die Ausführungsübereinkunft zum internationalen Telegraphenvertrage vorgeschriebenen Form, der das Rufzeichen der gebenden Station vorangesetzt und das der empfangenden Station am Schlusse hinzugefügt wird.

2. Der Schluß des Verkehrs zwischen zwei Stationen wird von jeder Station durch das Zeichen

● ● ● ▬ ● ▬

und das eigene Rufzeichen ausgedrückt.

e) Leitung der Funkentelegramme.

XXX.

1. Als Grundsatz gilt, daß die Bordstation ihre Funkentelegramme an die nächste Küstenstation abgibt.

2. Der Absender an Bord kann jedoch die Küstenstation bestimmen, durch die sein Telegramm befördert werden soll.

Die Bordstation wartet dann, bis die Küstenstation die nächste ist. Ist dies nicht ausführbar, so wird dem Verlangen des Absenders nur entsprochen, wenn die Übermittlung ohne Störung des Betriebes anderer Stationen geschehen kann.

7. Zustellung der Funkentelegramme am Bestimmungsorte.

XXXI.

Wenn ein auf einem Schiffe in See aufgeliefertes Funkentelegramm dem Empfänger aus irgendeinem Grunde nicht zugestellt werden kann, so wird eine Unbestellbarkeitsmeldung abgelassen und, wenn möglich, dem Schiffe zugeführt. Kann ein bei einer Bordstation ankommendes Telegramm nicht bestellt werden, so teilt die Bordstation dies der Ursprungsanstalt durch dienstliche Meldung mit. Die Meldung wird, soweit möglich, der Küstenstation zugeführt, die das Funkentelegramm im Durchgang befördert hat, sonst der nächsten Küstenstation.

XXXII.

Hat sich das Schiff, für welches ein Funkentelegramm bestimmt ist, innerhalb der vom Absender bestimmten Frist oder beim Fehlen einer solchen Bestimmung bis zum Morgen des 29. Tages bei der Küstenstation nicht gemeldet, so gibt diese dem Absender Nachricht.

Dieser kann durch eine telegraphisch oder brieflich an die Küstenstation gerichtete gebührenpflichtige Dienstnotiz verlangen, daß sein Telegramm weitere 30 Tage zur Übermittlung an das Schiff bereitgehalten werde usf. In Ermangelung eines solchen Verlangens wird das Telegramm am Ende des 30. Tages (den Tag der Aufgabe nicht mitgerechnet) als unbestellbar zurückgelegt.

Hat jedoch die Küstenstation die Gewißheit, daß das Schiff ihren Wirkungsbereich verlassen hat, bevor ihm das Funkentelegramm zugeführt werden konnte, so benachrichtigt sie den Absender davon.

8. Besondere Telegramme.

XXXIII.

Unzulässig sind:

a) Telegramme mit vorausbezahlter Antwort,
b) telegraphische Postanweisungen,
c) Telegramme mit Vergleichung,
d) Telegramme mit Empfangsanzeige,
e) nachzusendende Telegramme,
f) gebührenpflichtige Diensttelegramme, außer soweit es sich um die Beförderung auf den Linien des Telegraphennetzes handelt,
g) dringende Telegramme, außer soweit es sich um die Beförderung auf den Linien des Telegraphennetzes nach Maßgabe der Ausführungsübereinkunft zum internationalen Telegraphenvertrage handelt,
h) durch besonderen Boten oder durch die Post zu bestellende Telegramme.

9. Aufbewahrung des Telegrammaterials.

XXXIV.

Die Urschriften der Funkentelegramme und die darauf Bezug habenden, von den Verwaltungen oder Privatunternehmungen zurückbehaltenen Belege werden wenigstens 12 Monate, von dem auf den Aufgabemonat folgenden Monat an gerechnet, unter Beachtung aller für die Geheimhaltung erforderlichen Maßnahmen aufbewahrt.

Diese Urschriften und Belege werden, soweit möglich, mindestens einmal monatlich von den Bordstationen der Verwaltung des Staates, dem sie unterstehen, übersandt.

10. Absetzung und Erstattung von Gebühren.

XXXV.

1. Hinsichtlich der Absetzung und Erstattung von Gebühren gelten die Bestimmungen der Ausführungsübereinkunft zum internationalen Telegraphenvertrage mit den in Artikel XXXIII dieser Übereinkunft angegebenen Einschränkungen und unter folgenden Vorbehalten:

Die auf die funkentelegraphische Beförderung verwandte Zeit, sowie die Zeit, während der ein Funkentelegramm bei der Küsten- oder Bordstation lagert, zählen bei den für die Absetzung und Erstattung von Gebühren maßgebenden Fristen nicht mit.

Die Gebührenerstattung wird von den an der Beförderung des Funkentelegramms beteiligten Verwaltungen oder Privatunternehmungen getragen, indem eine jede auf ihren Gebührenanteil verzichtet. Funkentelegramme indessen, auf welche die in Artikel 7 und 8 des Petersburger Vertrages Anwendung finden, bleiben den Bestimmungen der Ausführungsübereinkunft zu diesem Vertrage unterworfen, ausgenommen den Fall, daß die Annahme dieser Funkentelegramme auf einem Dienstversehen beruht.

2. Hat die gebende Station keine Quittung über das Funkentelegramm erhalten, so wird die Gebühr nur erstattet, wenn festgestellt worden ist, daß das Funkentelegramm Anlaß zur Gebührenerstattung gibt.

11. Abrechnung.

XXXVI.

1. Die Küsten- und Bordgebühren werden in die durch die Ausführungsübereinkunft zum internationalen Telegraphenvertrage vorgesehenen Abrechnungen nicht aufgenommen.

Die Rechnungen über diese Gebühren werden zwischen den Verwaltungen der beteiligten Regierungen ausgeglichen. Sie werden von den Verwaltungen aufgestellt, denen die Küstenstationen unterstehen, und den beteiligten Verwaltungen übersandt.

2. Für die Beförderung eines Funkentelegramms auf den Linien des Telegraphennetzes gelten hinsichtlich der Abrechnung die entsprechenden Bestimmungen der Ausführungsübereinkunft zum internationalen Telegraphenvertrage.

3. Für Funkentelegramme von Schiffen werden die an Bord erhobenen Küsten- und gewöhnlichen Telegrammgebühren von der Verwaltung, der die Küstenstation untersteht, der Verwaltung, welche für die Bordstation zuständig ist, zur Last geschrieben.

Für Funkentelegramme nach Schiffen werden die Küsten- und Bordgebühren unmittelbar der Verwaltung, die die Gebühren vereinnahmt hat, von der für die Küstenstation zuständigen Verwaltung zur Last geschrieben. Diese vergütet die Bordgebühr an die Verwaltung weiter, der das Schiff untersteht.

Wenn jedoch die Verwaltung, welche die Gebühren erhoben hat, dieselbe ist wie die, der die Bordstation untersteht, wird die Bordgebühr von der für die Küstenstation zuständigen Verwaltung nicht in Schuld gestellt.

4. In die monatlichen Rechnungen, auf Grund deren die besondere Abrechnung über die Funkentelegramme erfolgt, werden die Funkentelegramme einzeln mit allen erforderlichen Angaben aufgenommen. Die Rechnungen werden binnen sechs Monaten, von dem Monat an, auf den sie sich beziehen, aufgestellt.

5. Die Regierungen behalten sich das Recht vor, untereinander und mit Privatgesellschaften (Unternehmern, die Funkentelegraphenstationen betreiben, Schiffahrtsgesellschaften usw.) besondere Vereinbarungen hinsichtlich der Einführung eines anderen Abrechnungsverfahrens zu treffen.

12. Internationales Bureau.

XXXVII.

Das internationale Bureau der Telegraphenverwaltungen wird, vorbehaltlich der Zustimmung der Schweizerischen Bundesregierung und der Genehmigung des Internationalen Telegraphenvereins, mit den im Artikel 13 des Vertrages festgesetzten Obliegenheiten beauftragt werden.

Die Mehrausgaben, welche dem Bureau durch die Bearbeitung der Funkentelegraphenangelegenheiten erwachsen, dürfen 40000 Frank im Jahre nicht überschreiten, die durch eine internationale Konferenz veranlaßten besonderen Kosten nicht mitgerechnet.

Diese Ausgaben bilden den Gegenstand einer besonderen Abrechnung nach Maßgabe der Bestimmungen der Ausführungsübereinkunft zum internationalen Telegraphenvertrage. Bis zum Zusammentritt der nächsten Konferenz teilt jede vertragschließende Regierung dem internationalen Bureau mit, in welche Klasse sie eingereiht sein will.

XXXVIII.

Die verschiedenen Verwaltungen übermitteln dem internationalen Bureau eine Übersicht nach dem anliegenden Muster, welche für die im Artikel IV der Ausführungsübereinkunft bezeichneten Stationen die darin aufgeführten Angaben enthält. Vorkommende Änderungen und Ergänzungen teilen die Verwaltungen dem internationalen Bureau zwischen dem 1. und 10. eines jeden Monats mit. Auf Grund dieser Mitteilungen fertigt das internationale Bureau ein auf dem laufenden zu haltendes Verzeichnis. Das Verzeichnis und seine Nachträge werden gedruckt und den beteiligten Verwaltungen geliefert; an das Publikum können sie zum Selbstkostenpreise abgegeben werden.

Das internationale Bureau wacht darüber, daß die Festsetzung gleichlautender Rufzeichen für die Funkentelegraphenstationen vermieden wird.

18. Verschiedenes.

XXXIX.

Die Verwaltungen erleichtern den von ihnen genehmigten Schiffsnachrichtenbureaus den Bezug der Nachrichten über Schiffsschäden und Seeunfälle und sonstiger Nachrichten von allgemeinem Interesse für die Schiffahrt, soweit die Nachrichten von den Küstenstationen regelmäßig mitgeteilt werden können.

XL.

Der Verkehr zwischen den im Artikel 1 des Vertrages bezeichneten Bordstationen soll sich so abwickeln, daß der Betrieb der Küstenstationen dadurch nicht gestört wird. Letzteren gebührt im allgemeinen der Vorrang für den öffentlichen Nachrichtenverkehr.

XLI.

1. Soweit nicht besondere Abkommen zwischen den Beteiligten getroffen sind, finden die Bestimmungen dieser Übereinkunft sinngemäß auf den funkentelegraphischen Verkehr zwischen Schiffen in See mit folgenden Ausnahmen Anwendung:

a) Art. XIV. Die dem gebenden Schiffe zukommende Bordgebühr wird vom Absender, die dem aufnehmenden Schiffe zukommende vom Empfänger erhoben;

b) Art. XVIII. Die Reihenfolge der Beförderung wird in jedem Falle von den miteinander in Verkehr tretenden Stationen vereinbart;

(Anlage zu Artikel XXXVIII der Ausführungsübereinkunft.)

Verwaltung von . . . .

Verzeichnis der Funkentelegraphenstationen und ihrer Verhältnisse.

a) Küstenstationen.

Namen	Nationalität	Geographische Lage	Rufzeichen	Normale Reichweite	F. T.-System	Art der Empfangsapparate (Schreib-, Hörapparate o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlänge ist zu unterstreichen)	Art des Verkehrs, dem die Station dient	Dienststunden (mit Angabe des Meridians)	Küstengebühr mit Angabe der Mindestgebühren	Bemerkungen

b) Bordstationen.

Namen	Nationalität	Unterscheidungszeichen des internationalen Signalbuchs	Heimatshafen	Rufzeichen	Normale Reichweite	F. T.-System	Art der Empfangsapparate (Schreib-, Hörapparate o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlänge ist zu unterstreichen)	Art des Verkehrs, dem die Station dient	Dienststunden	Bordgebühr mit Angabe der Mindestgebühren	Bemerkungen
							1. Kriegsschiffe.					
							2. Handelsschiffe.					

c) Art. XXXVI. Die Gebühren für solche Funkentelegramme erscheinen nicht in den durch diesen Artikel vorgesehenen Abrechnungen; diese Gebühren verbleiben den Verwaltungen, die sie vereinnahmt haben.

2. Die Weiterbeförderung der zwischen den Schiffen in See ausgetauschten Funkentelegramme unterliegt besonderen Vereinbarungen der Beteiligten.

XLII.

Soweit die Bestimmungen der Ausführungsübereinkunft zum internationalen Telegraphenvertrage nicht im Widerspruch mit dieser Übereinkunft stehen, finden sie auf die funkentelegraphische Korrespondenz sinngemäß Anwendung.

Gemäß Artikel 11 des Vertrages von Berlin tritt diese Ausführungsübereinkunft am 1. Juli 1908 in Kraft.

Des zur Urkund haben die Bevollmächtigten die Ausführungsübereinkunft in einem Exemplar unterzeichnet, das in den Archiven der Kaiserlich Deutschen Regierung verbleibt und von dem jedem Teile eine Abschrift zugestellt werden wird.

Geschehen zu Berlin, den 3. November 1906.

(Unterschriften.)

Anlage III.

Verzeichnis der deutschen Funkentelegraphenstationen für den öffentlichen Verkehr.

a) Die öffentlichen Küstenstationen.

	Anrufzeichen
1. Arcona	kar
2. Marienleuchte	kmr
3. Bülk	kbk
4. Helgoland	khg
5. Cuxhaven	kcx
6. Norddeich	knd
7. Borkum Leuchtturm	kbm

b) Küstenstationen mit beschränktem öffentlichem Verkehr.

1.	Bremerhaven Lloydhalle	kbh
2.	Weser Feuerschiff	fwf
3.	Elbe I Feuerschiff	fef
4.	Borkum Feuerschiff	fbr
5.	Außenjade Feuerschiff	fau

c) Schiffsstationen.

1.	Kaiser Wilhelm der Große	(Ndd. Lloyd)	dkw
2.	Kronprinz Wilhelm	(„)	dkp
3.	Kaiser Wilhelm II.	(„)	dkm
4.	Bremen	(„)	dbr
5.	Deutschland	(H. A. P. A. G.)	ddl
6.	Moltke	(„)	ddm
7.	Blücher	(„)	ddb
8.	König Albert	(„)	dka
9.	Meteor	(„)	dmr
10.	König Friedrich August	(„)	dkf
11.	Cap Ortegal	(H. S. A. L.)	dco
12.	Cap Blanco	(„)	dcb
13.	Prinz Adalbert	(Kiel-Korsör-Linie)	dpa
14.	Prinz Sigismund	(„)	dps
15.	Prinz Waldemar	(„)	dpw
16.	Helene Blumenfeld (Kohlendampfer)	(Reederei Bd. Blumenfeld)	dhb

d) Andere Dampfer.

Lotsendampfer Jade	ja

(Eingesandt am 14. März 1908.)

Literaturverzeichnis.

Abraham, M., S. A. Encykl. d. math. Wiss. **5** (2), 56, 1908. Elektromagnetische Wellen.

Aichi, K., Proc. Tôkyô Math. Phys. Soc. (2) **4**, 224, 1907. Note on the electrical oscillations of a metallic cylinder surrounded by a dielectric.

Alm, E., Elektrot. Zs. **29**, 210, 1908. Über die Berechnung von Transformatoren.

Austin, L. W., Phys. Zs. **9**, 253, 1908. Kontakt-Gleichrichter.

Bainville, A., L'Électricien **35**, 170, 1908. La station de télégraphie sans fil Cullercoats (Poulsen).

Battelli, A. u. **Magri, L.,** Phys. Zs. **9**, 156, 1908. Die Entladung in Spulen mit Eisenkern.

— — Atti dei Reale Acc. d. Lincei **17**, 391, 1908. Sullo spettro della scintella elettrica.

Bellini u. **Tosi,** C. R. **146**, 956, 1908. Télégraphie sans fil par ondes dirigées.

Berndt, G., Journ. de phys. **7**, 221, 1908. Influence d'un champ magnétique sur la résistance des électrolytes.

Bethenod, J., La Lum. él. **2** (2), 141, 1908. Sur le montage des appareils de mesure dans les circuits à haute fréquence.

Blair, W. R., Phys. Rev. **26**, 61, 1908. The change of phase due to the passage of electric waves through thin plates.

Blondin, J., La Revue él. **9**, 163, 1908 (vergl. Electrician **60**, 753, 1908). Le développement commercial de la télégraphie sans fil.

Bojesen, S. S., Electrician **60**, 923, 1908. Poulsen's and Ruhmer's Patents in wireless telegraphy.

Buljakov, N., Bull. de Petersb. Soc. Seite 769, 1907. Un commutateur rectifiant la décharge oscillatoire.

Coffin, J. G., Elektrot. Zs. **29**, 217, 1908. (Ref. über Bull. Bur. of Stand. **2**, 87, 1906. Vergl. auch Jahrbuch **1**, 168, 1907.) Anfertigung und Berechnung absoluter Selbstinduktions-Normalen.

Cohen, L., Electrical World **51**, 345, 1908. Electrician **60**, 309, 1908. A high-frequency alternator.

— Bull. Bur. of Stand. **4**, 161, 1907 (vergl. La Lum. él. **2** (2), 14, 1908). The influence of frequency on the resistance and inductance of solenoidal coils.

— Ebenda **4**, 383, 1908. Self-inductance of a solenoid of any number of layers (vergl. Jahrbuch **1**, 454, 1908).

— u. **Rosa, E. B.,** s. **Rosa.**

Corbino, O. M., Phys. Zs. **9**, 193, 1908. Über die elektr. Schwingungen, welche man mit dem System Reihendynamo-Kondensator erhalten kann.

— Phys. Zs. **9**, 195, 1908. Eine elektromechanische Anordnung zur direkten Umwandlung von Gleichstrom in kontinuierliche elektr. Schwingungen hoher Frequenz.

Corbino, O. M., Electrician **61**, 56, 1908 (über Elettricista **6**, 329, 1907) (vergl. Jahrbuch **1**, 454, 1908). A new method of obtaining undamped oscillations.
— Cim. (5) **15**, 202, 1908. Ricerche teoriche e sperimentali sul rocchetti di Ruhmkorff.

Culver, C. A., Electrician **60**, 1003, 1908 u. **61**, 11, 1908. A study of the propagation and interception of energy in wireless telegraphy.

Dam, J. van, La télégraphie sans fil. Paris et Liège. 1908.

Diesselhorst, H., Verh. D. Phys. Ges. **10**, 306, 1908. Demonstrationsapparate zur Analyse elektrischer Schwingungen.

Dina, A., Rend. Lomb. (2) **40**, 1161, 1997. Circuito oscillatorio doppio.

Dubois, L., Electrician **60**, 789, 1908. Branly's „Tele-Mechanic" apparatus and protecting device.

Ducretet, E., Soc. Franç. de Phys. No. 273, S. 2, 1908. Transmetteurs et récepteurs pour la télégraphie sans fil.

Eger, Fr., Versuche mit direkt neben der Funkenstrecke angelegten Antennen. Dissertation Greifswald 1907.

Eichhorn, G., Schweiz. Elektrot. Zs. **5**, 121, 1908. Die Poulsen-Station Lyngby.
— Schweiz. Elektrot. Zs. **5**, 173, 1908. Pendelunterbrecher für schnelle elektr. Schwingungen.
— Schweiz. Elektrot. Zs. 5, 221 u. 233, 1908. Drahtlose Telephonie und Poulsen-Station Knockroe.

Eickhoff, W., Physikal. Zs. **9**, 202 u. 405, 1908. Über das Sprühen von Kondensatoren. (Vergl. Jahrbuch **1**, 317, 1908.)

essenden, R. A., Electrician **60**, 964, 1908. The international Radiotelegraph-Convention.
— Electrician **60**, 998, 1908. Wireless telegraphy by means of the magnetic component of the electric waves.
— Electrician **61**, 221, 1908 (vgl. Ref. in Elektrot. Zs. **29**, 618, 1908). Fessenden's interference preventer for wireless telegraphy.

Fisher, W. C., Electrician **60**, 784, 824, 1908 (vgl. La Lum. él. 2 (2), 376, 1908). A resistance comparator.

Forest, de — Palmer, Ann. Phys. Beibl. **32**, 263, 1908. Refer. über Phys. Rev. **23**, 55, 1906. Eine Brücke für Selbstinduktion und Kapazität.

Gati, Béla, Elektrot. u. Masch. **26**, 263, 1908. Die Messung dielektrischer Widerstände mittels des Barretters.

Glatzel, Br., Verh. D. Phys. Ges. **10**, 54 u. 242, 1908 (vergl. auch ebenda S. 298. Hans Boas). Die Quecksilberfunkenstrecke und ihre Verwendung zur Erzeugung schwach gedämpfter elektr. Wellen.

Goes, K., Ann. Phys. Beibl. **32**, 493, 1908. (Ref. Sitzungsber. Marburg **7**, 1907.) Auslösung Wehneltscher Kathodenstrahlen durch elektr. Wellen.

Grye, Bouquet de la, C. R. **146**, 671, 1908. Détermination de l'heure,

sur terre et sur mer à l'aide de la télégraphie sans fil. (Vergl. ebenda S. 800. E. Guyon.)

Havelock, T. H., Phil. Mag. 15, 332, 1908. On certain Bessel Integrals and the coefficients of mutual induction of coaxial coils.

Hering, C., Electrician 60, 946, 1908 (vergl. auch ebenda S. 956). An imperfection in the usual statement of the fundamental law of electromagnetic induction.

Hill, Bruce, V., Phys. Rev. 26, 271, 1908. The variation of the apparent capacity of a condenser with the time of discharge and the variation of capacity with frequency in alternating current measurements.

Knudsen, H., Electrician 61, 89, 1908. (Vergl. Refer. Elektrot. Zs. 29, 527, 1908 u. Electr. World 51, 963, 1908.) Wireless transmission of photographs.

Ludewig, P., Ann. Phys. 25, 467, 1908. Über die sog. elektrolytischen Stromunterbrecher.

Lyle, Th. R., Proc. Phys. Soc. (London) 20, 507, 1907. On transformer indicator diagrams.

Magri, L. s. **Battelli.**

Mallik, D. N., Phil. Mag. 15, 364, 1908. Mutual inductance.

Marconi, G., Electrician 60, 753, 800, 1908. On wireless telegraphy.

— Electrician 60, 882, 1908 (vergl. Electr. Eng. 41, 627, 659, 693, 1908 und Revue sc. 9, 641, 1908). Transatlantic wireless telegraphy.

Marie, Georges, L'Électricien 35, 230, 1908. Ondemètre.

Markau, K., Ann. Phys. 26, 167, 1908. Dämpfung elektr. Schwingungen in Kondensatorkreisen, welche statt der Luftfunkenstrecke eine Cooper-Hewittsche Quecksilberbogenlampe enthalten.

Maskelyne, Nevil., Electrician 61, 224, 1908. Principles and practice of Radio-Telegraphy (vgl. auch ebenda S. 258, 259, 302. A. Gray. W. H. Eccles. J. Erskine-Murray).

Minkowski, H., Kgl. Ges. d. Wiss. in Göttingen, Math.-Phys. Klasse, Heft 1, 53, 1908. Die Grundgleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in bewegten Körpern.

Monasch, Br. s. **Traubenberg.**

Nesper, E., Elektrot. Zs. 29, 190, 1908. (Vergl. Jahrbuch 1, 456, 1908.) Hochfrequenzapparate.

Ogura u. **Steinmetz,** Ann. Phys. Beibl. 32, 394, 1908. (Phys. Rev. 25, 184, 1907.) Die Induktion eines geraden Leiters, durch den elektr. Schwingungen gehen.

Ohrlich, E., Elektrot. Zs. 29, 310, 1908. Über die Induktionswirkungen paralleler gestreckter Leiter.

Pierce, G. W., Electrical World 51, 423, 1908 (vergl. Jahrbuch 1, 456, 1908). Alternating-current rectifiers.

Poincaré, H., La théorie de Maxwell et les oscillations hertziennes. La télégraphie sans fil. Paris 1907. (3. éd.)

Poulsen, V., Electrician 61, 49, 1908. Wireless telegraphy apparatus.

Rendahl, R. H., Phys. Zs. 9, 203, 1908. Über Erzeugung schwach gedämpfter elektr. Schwingungen.

Rosa, E. B., Bull. Bur. of Stand. 4, 141, 1907. The self inductance of a toroidal coil of rectangular section.

— La Lum. él. 2 (2), 47, 1908. (Ref. aus Bull. Bur. of Stand. 4, 301, 1908.) Self-induction et induction mutuelle de conducteurs linéaires.

— La Lum. él. 2 (2), 78, 1908. (Ref. aus Bull. Bur. of Stand. 4, 369, 1908.) Self-induction d'un solénoide d'une longueur quelconque et d'un nombre quelconque de couches de fil.

— u. **Cohen L.,** Bull. Bur. of Stand. 4, 149, 1907. On the self inductance of circles.

Rüdenberg, R., Ann. Phys. 25, 446, 1908. Der Empfang elektr. Wellen in der drahtlosen Telegraphie.

Schlösser, E., Der Einfluß unmagnetischer Metallkerne auf die Selbstinduktion und den wirksamen Widerstand einer Drahtspule. Diss. Münster i/W. 1908.

Schweitzer, A., Schweiz. Elektrot. Zs. 5, 205, 217, 229, 244, 256, 265, 279, 1908. Resonanzerscheinungen in Wechselstromkreisen.

Steinmetz s. **Ogura.**

Tangl, C., Ann. Phys. 26, 59, 1908. Über die Dielektrizitätskonstante einiger Gase bei hohem Druck.

Tieri, L., Atti d. Reale Acc. d. Linc. 17, 597, 1908. Azione delle onde elettriche sui cicli d'isteresi magnetica per torsione di un filo di ferro magnetizzato longitudinalmente.

Tissot, C., Soc. Franç. de. Phys., No. 275, S. 6, 1908. Signal d'appel pour détecteur électrolytique.

Tosi s. **Bellini.**

Traubenberg, Rausch H. von u. **Monasch, Br.,** Phys. Zs. 9, 251, 1908. Über die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei Dämpfungsmessungen.

Wertheim-Salomonson, J. K. A., Phys. Zs. 9, 222, 1908. Absolute Messung von Kapazität und Selbstinduktion.

Wien, M., Ann. Phys. 25, 625, 1908. Über die Dämpfung von Kondensatorschwingungen. I. Rückwirkung eines resonierenden Systems. II. Erzeugung wenig gedämpfter Schwingungen (vergl. Phys. Zs. 9, 308, 1908.)

Detektoren.

1. Elektrolytische Wellendetektoren.

Abraham, Henri, C. R. 146, 397, 1908 u. La Lum. él. 1 (2), 380, 1908. u. La Révue él. 9, 395, 1908. Fonctionnement du détecteur électrolytique, influence de la température.

Austin, L. W., Referat in Ann. Phys. Beiblätter 32, 325, 1908 (Bull. Bur.

of Stand. **2**, 261, 1906). Über den elektrolytischen Wellendetektor mit Platinspitze.

Branly, E., La Lum. él. **2** (2), 81, 1908 u. C. R. **146**, 527, 1908. Accroissements de sensibilité des révélateurs électrolytiques sous diverses influences.

2. Diverse Detektoren.

Rossi, A. G., Elektrot. Zs. **29**, 411, 1908 (Ref. über N. Cim. (5) **15**, 63, 1908). Über einen neuen Wellenempfänger (der sich auf Sellas „magnet-elastisches" Prinzip gründet).



Vom 2. Bande ab erscheint das **„Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie"** im Verlage von **Johann Ambrosius Barth,** Verlagsbuchhandlung in **Leipzig,** Dörrienstraße 16, und sind Bestellungen fernerhin direkt oder durch Vermittlung einer Sortimentsbuchhandlung an diese Adresse zu richten.

Der Herausgeber.

Autoren- und Sachregister.

(O. = Originalabhandlung, M.P. = Mitteilungen aus der Praxis, B. = Bücherbesprechung.)

Druck von August Pries in Leipzig.



